

ARMANDO JOSÉ VILAÇA DE CAMPOS

MODELIZAÇÃO DE UM CONTACTO ELASTOHIDRODINÂMICO LINEAR
CONSIDERANDO O COMPORTAMENTO NÃO NEWTONIANO DO LUBRIFICANTE
E A DISSIPAÇÃO DE ENERGIA TÉRMICA NO CONTACTO



Universidade do Porto

Faculdade de Engenharia

FEUP

DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA E GESTÃO INDUSTRIAL

2004

ARMANDO JOSÉ VILAÇA DE CAMPOS

MODELIZAÇÃO DE UM CONTACTO ELASTOHIDRODINÂMICO LINEAR
CONSIDERANDO O COMPORTAMENTO NÃO NEWTONIANO DO LUBRIFICANTE
E A DISSIPACÃO DE ENERGIA TÉRMICA NO CONTACTO

DISSERTAÇÃO SUBMETIDA À FACULDADE DE ENGENHARIA DA UNIVERSIDADE DO PORTO
PARA OBTENÇÃO DO GRAU DE DOUTOR
EM ENGENHARIA MECÂNICA

DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA E GESTÃO INDUSTRIAL
FACULDADE DE ENGENHARIA
UNIVERSIDADE DO PORTO

2004

A concepção e o desenvolvimento de elementos mecânicos são fruto de investigações realizadas em diferentes domínios, com o intuito de satisfazer as exigências dos construtores em termos de desempenho, custo e peso. Num desses domínios, de interesse neste trabalho, estão inseridos a melhoria da lubrificação, a redução da temperatura de funcionamento e a optimização da capacidade de carga.

Neste trabalho é desenvolvido um algoritmo numérico que permite a análise de contactos lineares Hertzianos lubrificadas (contactos elastohidrodinâmicos - contactos EHD), considerando o escoamento do lubrificante no interior do contacto contraformal e liso, em condições de filme completo. São modelizados e contabilizados os efeitos da dissipação de energia térmica no interior do contacto e os efeitos do comportamento não Newtoniano do lubrificante.

Da simulação de um determinado contacto EHD são extraídas, como principais informações, a geometria do filme lubrificante, as distribuições de pressões normais e de tensões de corte, e ainda o campo de temperaturas no filme lubrificante e nas superfícies.

No modelo numérico implementado destacam-se como particularidades, a separação entre os fenómenos hidrodinâmicos e dissipativos no interior do contacto, a definição de uma viscosidade aparente como forma de introduzir os efeitos não Newtonianos e térmicos na equação de Reynolds, isto é, como elemento de ligação entre as componentes hidrodinâmica e dissipativa, independente dos modelos reológicos e térmicos considerados, e ainda a possibilidade de utilização do modelo reológico que mais se adequa ao comportamento de cada lubrificante em estudo, sem a necessidade de recorrer a alterações no modelo numérico.

O modelo desenvolvido foi amplamente testado para uma alargada gama de condições de funcionamento, considerando diferentes hipóteses e comportamentos das propriedades físicas do lubrificante. Foi, então, possível analisar em detalhe a influência da temperatura de entrada do lubrificante, da pressão máxima de Hertz, da soma das velocidades das superfícies e da taxa de escorregamento sobre o desempenho do contacto termo-elastohidrodinâmico (TEHD).

O modelo desenvolvido foi usado para avaliar a influência das propriedades físicas do lubrificante sobre o comportamento do contacto TEHD. Observa-se que a variação da densidade e da condutividade térmica do lubrificante, com a pressão e temperatura, têm uma enorme influência sobre a espessura do filme lubrificante e a condução de calor para as superfícies e, conseqüentemente, sobre a temperatura no contacto.

Finalmente, o modelo foi aplicado na análise de casos experimentais de ensaios realizados em máquinas de discos. Foram considerados três lubrificantes com características físico-químicas e campos de aplicação muito diferentes: um óleo de engrenagens, um fluido de tracção e um lubrificante sintético para aplicações aeronáuticas. Para cada caso foi realizada uma análise detalhada do contacto TEHD. A comparação entre resultados numéricos e experimentais do coeficiente de atrito no contacto apresenta em todos os casos uma muito boa correlação.

ABSTRACT

The conception and development of machine elements are the result of investigations carried through in different domains, in order to satisfy the requirements of the constructors in terms of performance, cost and weight. Within one of those domains, with interest to this work, are the improvement of lubrication, heat reduction and load capacity enhancement.

In this work a numerical algorithm is developed that allows the analysis of lubricated Hertzian line contacts (elastohydrodynamic contacts or EHD contacts), considering lubricant flow inside the nonconformal and smooth contact, in full film lubrication conditions. The influence of thermal energy dissipation inside the contact and of lubricant non-Newtonian behaviour are considered and modeled.

The main results from the EHD contact simulation are the film geometry, the normal pressure and shear stress distributions, and lubricant and surfaces temperature fields.

The implemented numerical model have some particularities, such as the separation between hydrodynamic and dissipative phenomenon inside the contact, the definition of an apparent viscosity as a way to introduce the non-Newtonian and thermal effects in the Reynolds equation, that is, as a linking element between the hydrodynamic and dissipative components, independently of the rheological and thermal models considered, and also the possibility of applying the rheological model better adjusted to the lubricant behavior in each case, without appealing to numerical model modifications.

The model developed was thoroughly tested for a wide range of operating conditions, considering different hypotheses and behaviours for the lubricant physical properties. It was possible to analyze in detail the influence of the lubricant inlet temperature of the maximum Hertzian pressure, of the rolling speed and of the slide-to-roll ratio on the thermal-elastohydrodynamic contact (TEHD) performance.

The model developed was used to evaluate the influence of the physical properties of the lubricant on the behaviour of the TEHD contact. The variation of lubricant density and lubricant thermal conductivity, with pressure and temperature, proved to have a very significant influence on the film thickness, on the heat conduction from lubricant to the surfaces and, consequently, on the temperature in the contact.

Finally, the model was applied to the analysis of experimental twin-disc machine tests. Three lubricants were considered, with very different physical/chemical characteristics and application fields: a gears oil, a traction fluid and a synthetic lubricant for aeronautical applications. In each case a detailed analysis of the TEHD contact was carried out. The comparison between numerical and experimental results of the traction coefficient in the contact, shows in all the cases a very good correlation.

SOMMAIRE

La conception et le développement d'éléments de machines sont le résultat de recherches réalisées dans différents domaines, avec le but de satisfaire les exigences des constructeurs en ce qui concerne la performance, le coût et le poids. Dans un de ces domaines, d'intérêt pour ce travail, sont insérées l'amélioration de la lubrification, la réduction des températures de fonctionnement et l'optimisation de la capacité de charge.

L'algorithme numérique développé permet l'analyse des contacts linéaires Hertiens lubrifiés (contacts elastohydrodynamique - contacts EHD), en prenant compte de l'écoulement du lubrifiant à l'intérieur du contact non conforme et lisse, dans des conditions de lubrification par film complet. Les influences de la dissipation d'énergie thermique à l'intérieur du contact et du comportement non Newtonien du lubrifiant, sont modélisés et comptabilisés.

La simulation du contact EHD permet d'obtenir, comme principales informations, la géométrie du film lubrifiant, les distributions de pression normale et de contrainte de cisaillement, aussi bien que les températures du film lubrifiant et des surfaces.

Le modèle numérique mis en oeuvre a comme particularités, la séparation entre les phénomènes hydrodynamiques et dissipatifs à l'intérieur du contact, la définition d'une viscosité apparente comme forme d'introduire les effets non Newtoniens et thermiques dans l'équation de Reynolds, c'est à dire, comme élément de liaison entre les composantes hydrodynamique et dissipatifs, indépendamment des modèles rhéologiques et thermiques considérées, et encore la possibilité d'utiliser le modèle rhéologique mieux adapté au comportement de chaque lubrifiant étudié, sans le besoin de modifier le modèle numérique.

Le modèle développé a été suffisamment expérimenté pour une large gamme de conditions de fonctionnement, considérant différentes hypothèses et comportements des propriétés physiques du lubrifiant. Il a été, alors, possible d'analyser, en détail, l'influence de la température d'alimentation du lubrifiant, de la pression maximale d'Hertz, de la vitesse roulement et du taux de glissement sur la performance du contact thermo-elastohydrodynamique (TEHD).

Le modèle développé a été utilisé pour évaluer l'influence des propriétés physiques du lubrifiant sur le comportement du contact TEHD. L'énorme influence de la variation de la densité et de la conductivité thermique du lubrifiant, avec la pression et la température, sur l'épaisseur du film lubrifiant, sur la conduction de la chaleur pour les surfaces et, en conséquence, sur la température dans le contact, a été vérifiée.

Finalement, le modèle a été appliqué dans l'analyse d'essais réalisés sur machines à disques. Trois lubrifiants ont été considérés avec des caractéristiques physiques/chimiques et des applications très différents: une huile d'engrenages, un fluide de traction et un lubrifiant synthétique pour les applications aéronautiques. Dans tous les cas une analyse détaillée du contact TEHD a été réalisée. La comparaison entre les coefficients de frottement dans le contact, numériques et expérimentaux, présente dans tous les cas des très bonnes corrélations.

PALAVRAS-CHAVE

Lubrificação elastohidrodinâmica
Espessura do filme lubrificante
Pressão de contacto
Tensões de corte no filme lubrificante
Térmica do contacto EHD
Comportamento não Newtoniano
Curva de tracção do lubrificante
Modelo numérico
Aquecimento no convergente

KEYWORDS

Elastohydrodynamic lubrication
Lubricant film thickness
Contact pressure
Lubricant shear stresses
EHD thermal behaviour
Non-Newtonian lubricant behaviour
Lubricant traction curve
Numerical model
Inlet shear heating

MOTS-CLÉS

Lubrification elastohydrodynamique
Épaisseur du film lubrifiant
Contact pressure
Courbes de traction du lubrifiant
Thermique du contact EHD
Comportement non Newtonien du lubrifiant
Contraintes de cisaillement dans le lubrifiant
Modèle numérique
Échauffement dans le convergent

AGRADECIMENTOS

A concretização desta dissertação só foi possível com a participação de pessoas e entidades, manifestando o seu apoio de diferentes formas, às quais quero deixar o meu sincero agradecimento.

Às Pessoas

Quero, em particular, agradecer ao Professor Doutor Jorge Humberto Oliveira Seabra pela honra que me concedeu em ser o meu Orientador, pelo empenho, incentivo e competência demonstrados na realização do trabalho de investigação e desta dissertação, e pela amizade e partilha em todos os outros momentos ao longo deste período da minha vida.

Ao Professor Doutor Sousa Miranda da Universidade do Minho por aceitar ser arguente externo desta dissertação.

Ao Professor Doutor Luís Andrade Ferreira por aceitar ser arguente interno desta dissertação.

Ao Professor Doutor Joaquim Francisco Silva Gomes por aceitar participar no júri desta dissertação.

Ao Doutor Alexandre Gonçalves dos Santos Santiago Sottomayor por aceitar participar parte do júri desta dissertação.

Ao Professor Doutor Louis Flamand, Director do LMC - INSA de Lyon, pela disponibilização do laboratório para a realização dos ensaios experimentais.

Ao Professor Doutor Daniel Nélías pela orientação dos trabalhos experimentais.

Ao senhor Georges Tournalias pelo contributo na execução dos ensaios experimentais.

À Marie-Laure Dumont, ao Jean Louis Bock, ao Fabrice Couhier e ao Jean Philippe Raclot pelo apoio e hospitalidade, durante o meu estágio em França para a realização dos ensaios experimentais na máquina de discos.

Ao colega e amigo Jorge Castro pelo incentivo, pelas ajudas, discussões e sugestões científicas, e pelas amenas cavaqueiras.

Aos colegas do laboratório CETRIB - INEGI, Luís Magalhães, Ramiro Martins, Joana Claro, Beatriz Graça, Rui Neves, pela ajuda e bons momentos.

Aos colegas do ISEP, Eurico Ladeira e Paulo Carvalho, pelo apoio prestado na minha actividade docente.

À minha família, em especial à minha Mulher e aos meus Filhos, aos meus Pais e aos meus Sogros, por todo o apoio e carinho com que sempre me rodearam.

Às Entidades

Ao CETRIB - INEGI (Unidade de Tribologia e Manutenção Industrial - Instituto de Engenharia e Gestão Industrial) pela disponibilização de recursos humanos, materiais e financeiros.

À FCT (Fundação para a Ciência e a Tecnologia) pelo apoio financeiro.

Ao LMC (Laboratoire de Mécanique des Contacts) do INSA (Institut National des Sciences Appliquées) de Lyon, França, pelo acolhimento e disponibilização dos meios laboratoriais durante o meu estágio em França para a realização de ensaios experimentais na máquina de discos.

À Embaixada de França em Portugal pelo suporte financeiro do meu estágio em França.

À Minha Mulher

Nomenclatura

Símbolo	Designação	Unidades
ATF	= Aumento de temperatura do lubrificante	°K ou °C
ATS1	= Aumento de temperatura na superfície 1	°K ou °C
ATS2	= Aumento de temperatura na superfície 2	°K ou °C
A_c	= Área de contacto	m^2
a	= $R\left(\frac{8W}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}}$, Semi comprimento de contacto de Hertz (Ox)	m
b	= Semi comprimento de contacto de Hertz (Oy)	m
c_{pF}	= Calor específico do fluido lubrificante	J/(kg.°K)
c_{pS}	= Calor específico dos sólidos	J/(kg.°K)
D	= $\left[\left(\frac{\eta}{G_F}\right)/\left(\frac{2a}{U_M}\right)\right]$, Número de Deborah	----
D_{ij}	= Coeficiente de influência no calculo da deformação elástica	----
E	= Energia interna	J/kg
E'	= $2\left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2}\right)^{-1}$, Módulo de elasticidade equivalente	Pa
E_1	= Módulo de elasticidade ou módulo de Young do corpo 1	Pa
E_2	= Módulo de elasticidade ou módulo de Young do corpo 2	Pa

Símbolo	Designação	Unidades
F_L	= F_N / ℓ , Força aplicada por unidade de comprimento	N/m
F_N	= Força normal aplicada no contacto (Oz)	N
F_z	= F_N , Força normal aplicada no contacto	N
G	= $\alpha_\eta E'$, Parâmetro material	----
G_F	= Módulo de corte transversal do Lubrificante	Pa
h	= Espessura do filme lubrificante	m
H	= Espessura do filme lubrificante adimensional	----
h_0	= Espessura do filme lubrificante no centro do contacto	m
h_c	= h_0 , Espessura do filme lubrificante no centro do contacto	m
h_{0T}	= h_0 , obtida considerando temperatura variável no contacto	m
h_{0isot}	= h_0 , obtida considerando temperatura constante no contacto	m
H_0	= Espessura do filme lubrificante no centro do contacto adimensional	----
h_m	= Espessura mínima do filme lubrificante	m
H_m	= Espessura mínima do filme lubrificante adimensional	----
h_s	= Espessura do filme para a qual $\frac{dp}{dx} = 0$	m
I	= Entalpia	J/kg
k_F	= Condutividade térmica do fluido lubrificante	W/(m.°K)
k_s	= Condutividade térmica dos sólidos	W/(m.°K)
ℓ	= Largura do contacto - contactos lineares (Oy)	m
p	= Pressão	Pa
P	= Pressão adimensional	----
P_0	= Pressão no centro do contacto	Pa
P_H	= $E' \left(\frac{W}{2\pi} \right)^{\frac{1}{2}}$, Pressão Hertziana	Pa
P_{eF}	= $\alpha_F U' \frac{h^2}{a}$, Número de Peclet do fluido lubrificante	----
P_{es}	= $\alpha_{si} U_i c$, Número de Peclet dos sólidos em contacto	----
q	= Fluxo de calor para os sólidos	W/m ²
Q	= Calor gerado no plano de corte	W/m ²

Símbolo	Designação	Unidades
q_{vx}	= Caudal volúmico por unidade de comprimento (Ox)	m^2/s
q_{vy}	= Caudal volúmico por unidade de comprimento (Oy)	m^2/s
R	= R_x	m
R_x	= $\left(\frac{1}{R_{1x}} + \frac{1}{R_{2x}}\right)^{-1} = \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right)^{-1}$ Raio de curvatura equivalente (Ox)	m
R_y	= $\left(\frac{1}{R_{1y}} + \frac{1}{R_{2y}}\right)^{-1}$ Raio de curvatura equivalente (Oy)	m
S_0	= Expoente da temperatura na equação de Roelands	----
VER	= $VER = 2 \times VE$, Vel. de escorregamento / Vel. rolamento	----
T	= Temperatura	°K ou °C
T_0	= Temperatura de referência do lubrificante	°K ou °C
TOE	= Temperatura do lubrificante na entrada do contacto	°K ou °C
T_1	= Temperatura na superfície 1	°K ou °C
T_2	= Temperatura na superfície 2	°K ou °C
u	= Velocidade direcção Ox, direcção de rolamento	m/s
U	= $\frac{\eta_0 U_M}{E' R}$, Parâmetro velocidade	----
U'	= Velocidade média do fluido lubrificante	m/s
U_1	= Velocidade da superfície 1 na direcção de rolamento	m/s
U_2	= Velocidade da superfície 2 na direcção de rolamento	m/s
U_M	= $(U_1 + U_2)/2$, Velocidade média ou de rolamento na direcção Ox	m/s
U_T	= $(U_1 + U_2)$, Velocidade total na direcção Ox	m/s
v	= Velocidade direcção Oy	m/s
VE	= $(U_1 - U_2)/(U_1 + U_2)$, Taxa de escorregamento / rolamento	----
w	= Velocidade direcção Oz	m/s
W	= $\frac{F_L}{E' R} = 2\pi \left(\frac{P_H}{E'}\right)^2$, Parâmetro carga	----
x	= Coordenada no eixo Ox, direcção de rolamento	m
X	= Coordenada adimensional no eixo Ox, direcção de rolamento	----
X_a	= Componentes do campo de forças na direcção Ox	m/s^2

Símbolo	Designação	Unidades
y	= Coordenada no eixo Oy	m
Y	= Coordenada adimensional no eixo Oy	----
Y_a	= Componentes do campo de forças na direcção Oy	m/s^2
z	= Coordenada no eixo Oz, direcção da espessura do filme	m
Z	= Coordenada adimensional no eixo OZ, direcção da espessura do filme	----
Z_0	= Expoente da pressão na equação de Roelands	----
Z_a	= Componentes do campo de forças na direcção Oz	m/s^2

Símbolo	Designação	Unidades
$\alpha_{1\rho}$	= Coeficiente 1 de piezodensidade	Pa^{-1}
$\alpha_{2\rho}$	= Coeficiente 2 de piezodensidade	Pa^{-1}
α_s	= $\frac{\rho_s c_{ps}}{k_s}$, Coeficiente de difusão térmica dos sólidos	s/m^2
α_F	= $\frac{\rho c_{pF}}{k_F}$, Coeficiente de difusão térmica do lubrificante	s/m^2
α_η	= Coeficiente de piezoviscosidade do lubrificante	Pa^{-1}
α_{τ_L}	= Declive da recta de variação da tensão de corte limite com a pressão ou Coeficiente piezo-tensão de corte limite	Pa^{-1}
α_{G_F}	= Coeficiente piezo-módulo de elasticidade de corte do Lubrificante	Pa^{-1}
$\alpha_{\tau 0}$	= Coeficiente piezo-tensão de referência de Ree-Eyring	Pa^{-1}
$\beta_{\tau 0}$	= Coeficiente termo-tensão de referência de Ree-Eyring	$^{\circ}K^{-1}$
β_{G_F}	= Coeficiente termo-módulo de elasticidade de corte do Lubrificante	$^{\circ}K^{-1}$

Símbolo	Designação	Unidades
β_{τ_L}	= Coeficiente termo-tensão de corte limite	$^{\circ}\text{K}^{-1}$
β_{η}	= coeficiente de termoviscosidade	$^{\circ}\text{K}^{-1}$
β_{ρ}	= Coeficiente de termodensidade / Coeficiente de expansão térmica	$^{\circ}\text{K}^{-1}$
δ_{η}	= coeficiente de termoviscosidade	$^{\circ}\text{K}$
Λ	= $\frac{h_0}{(\sigma_1^2 + \sigma_2^2)^{1/2}}$, Espessura específica do filme lubrificante	-----
ϕ_T	= $\frac{h_{0T}}{h_{0Isot}}$, Factor de correcção térmica	-----
γ	= Deformação angular do lubrificante	----
$\dot{\gamma}$	= Velocidade de deformação de corte	s^{-1}
η	= Viscosidade dinâmica	Pa.s
$\bar{\eta}$	= Viscosidade dinâmica adimensional	----
μ	= Coeficiente de atrito	----
ρ_s	= Massa volúmica dos sólidos	kg/m^3
ρ ou ρ_F	= Massa volúmica do fluido lubrificante	kg/m^3
σ_i	= Rugosidade rms da superfície i.	kg/m^3
τ	= Tensão de corte	Pa
τ_0	= Tensão de referência de Ree-Eyring	Pa
τ_L	= Tensão de corte limite do lubrificante	Pa
ν_i	= Coeficiente de Poisson do corpo i (i=1 ou 2)	----
ν_F	= Coeficiente de expansão térmica do fluido	$^{\circ}\text{K}^{-1}$

Abreviatura

Designação

EHD	=	Elastohidrodinâmico(a)
ZAP	=	Zona Hertziana ou zona de alta pressão no contacto EHD
Conv	=	Convergente ou zona de baixa pressão no contacto EHD

Índice

Capítulo 1	1
Introdução Geral	
Capítulo 2	17
Lubrificação Elastohidrodinâmica	
2.1. Introdução	17
2.2. Equação de Reynolds	19
2.2.1. As equações de Navier-Stokes.....	20
2.2.2. Hipóteses consideradas na obtenção da equação de Reynolds	25
2.2.3. Equilíbrio de forças aplicadas a um elemento de fluido.....	26
2.2.4. Perfil de velocidades	28
2.2.5. A equação da continuidade.....	30
2.3. A Geometria do Filme Lubrificante.....	35
2.3.1. A deformação elástica dos corpos em contacto.....	37
2.4. Equilíbrio de Forças no Contacto	40

2.5. O Fluido Lubrificante	41
2.5.1. Comportamentos Reológicos	41
2.5.2. Propriedades físicas do Lubrificante	50
2.6. Equilíbrio Energético no Contacto	62
2.6.1. A equação da energia aplicada ao fluido lubrificante.....	63
2.6.2. A equação da energia aplicada aos sólidos	69
2.6.3. O equilíbrio energético no convergente.....	71
2.7. Conclusões.....	75

Capítulo 3	77
------------------	----

Modelo Numérico de Lubrificação Elastohidrodinâmica em Regime não Newtoniano e Térmico

3.1. Introdução	77
3.2. Algoritmo do Modelo numérico implementado	82
3.2.1. Viscosidade aparente	85
3.3. Geometria do Filme Lubrificante e Distribuição de Pressão.....	86
3.3.1. Equação de Reynolds	86
3.3.2. Equação da geometria do filme lubrificante.....	88
3.3.3. Equação de equilíbrio de forças	89
3.3.4. Método de cálculo.....	89
3.4. Tensões de Corte	94
3.4.1. Velocidade de deformação / tensões de corte.....	94
3.4.2. Modelo visco-elástico: solução numérica.....	97
3.4.3. Modelo visco-elástico-plástico: solução numérica	98
3.5. Temperaturas no Lubrificante e nas Superfícies em contacto	99
3.5.1. Solução numérica para a temperatura no filme lubrificante na zona Hertziana	99
3.5.2. Solução numérica para a temperatura nas superfícies.....	102
3.5.3. A temperatura no filme lubrificante na zona do convergente.....	104
3.5.4. Fluxo de Calor	105
3.5.5. Potência Dissipada	106
3.5.6. Dissipação Interna.....	106
3.6. Conclusões.....	107

Capítulo 4	109
Comportamento do Modelo EHD em Regime não Newtoniano e Térmico	
4.1. Introdução	109
4.2. Comportamento do modelo: condições de funcionamento	111
4.2.1. Distribuição de pressão e geometria do filme lubrificante	115
4.2.2. Aumentos de temperatura do lubrificante e das superfícies	117
4.2.3. Distribuição de tensões de corte no filme lubrificante	119
4.3. Comportamento do modelo: consideração de diferentes hipóteses	120
4.3.1. A influência da massa específica do lubrificante	120
4.3.2. A influência da condutividade térmica do lubrificante	123
4.3.3. A influência do modelo reológico	125
4.3.4. Viscosidade de Equilíbrio vs. Viscosidade Aparente	127
4.4. Conclusões	137
 Capítulo 5	 139
Validação do Modelo de Lubrificação EHD	
5.1. Introdução	139
5.2. Modelos Newtonianos	140
5.2.1. Modelo de Sadeghi e Sui	140
5.2.2. Modelo de Chao-Ho Hsu e Rong-Tsong Lee	151
5.2.3. Modelo de Wolff et al.	154
5.3. Modelos não Newtonianos	163
5.3.1. Modelo de Sui e Sadeghi	163
5.3.2. Modelo de Khonsari e Hua	174
5.3.3. Modelo de Khonsari e Hua: resultados experimentais	183
5.4. Conclusões	187

Capítulo 6 ----- 189

Aplicações: Ensaio em Máquina de Discos dos Lubrificantes SAE 80W-90 GL-5,
Santotrac 30 e MIL-L-23699

6.1. Introdução -----	189
6.2. Lubrificante de engrenagens - SAE 80W-90 GL-5 -----	192
6.2.1. Resultados experimentais vs. numéricos: as curvas de tracção - SAE 80W-90 -GL5 -----	195
6.2.2. Resultados numéricos: temperaturas do lubrificante e das superfícies - SAE 80W-90 GL-5 -----	197
6.2.3. Resultados numéricos: a geometria do filme lubrificante - SAE 80W-90 GL-5 -----	200
6.2.4. Resultados numéricos: distribuições de pressão e tensões de corte no lubrificante - SAE 80W-90 GL-5 -----	206
6.2.5. Conclusões do lubrificante - SAE 80W-90 GL-5 -----	210
6.3. Fluido de tracção - Santotrac 30-----	211
6.3.1. Resultados experimentais vs. numéricos: as curvas de tracção - Santotrac 30-----	214
6.3.2. Resultados numéricos: temperaturas do filme e das superfícies - Santotrac 30-----	216
6.3.3. Resultados numéricos: a geometria do filme lubrificante - Santotrac 30 -----	221
6.3.4. Resultados numéricos: distribuições de pressão e tensões de corte no fluido de tracção - Santotrac 30-----	225
6.3.5. Conclusões do fluido de tracção - Santotrac 30-----	229
6.4. Lubrificante MIL-L-23699-----	230
6.4.1. A máquina de discos -----	231
6.4.2. As condições de ensaio -----	233
6.4.3. Resultados experimentais vs. numéricos: as curvas de tracção - MIL-L- 23699-----	236
6.4.4. Resultados numéricos: temperaturas do filme e das superfícies - MIL-L- 23699-----	238

6.4.5. Resultados numéricos: a geometria do filme lubrificante - MIL-L-23699	
-----	244
6.4.6. Resultados numéricos: distribuições de pressão e tensões de corte no lubrificante - MIL-L-23699	
-----	249
6.4.7. Conclusões do lubrificante - MIL-L-23699	
-----	254
6.5. Conclusões	255
Capítulo 7	257
Conclusão Geral	
7.1. Conclusões Gerais	257
7.2. Perspectivas de trabalho futuro	264
Bibliografia	267
Lista de Figuras	279
Lista de Tabelas	287
Anexo 1	A1.1
Anexo 2	A2.15

Capítulo 1

Introdução Geral

Já passaram, aproximadamente, 120 anos desde que Osborne Reynolds apresentou o conceito de lubrificação por filme fluido, com a dedução de uma das mais importantes equações da Tribologia designada com o seu nome: a equação de Reynolds. Este conceito, associado aos conceitos de deformação elástica dos sólidos, de comportamento reológico dos lubrificantes e de equilíbrio térmico do contacto, têm desempenhado um papel muito importante quer na concepção quer no desenvolvimento de elementos mecânicos.

A Revolução Industrial, na Europa, no período compreendido entre 1750 e 1850, estimulou a atenção para o desenvolvimento de chumaceiras mais eficazes e duráveis. Em meados do século XIX, a máquina a vapor, que superou outros tipos de máquinas, transformou-se na principal fonte de alimentação de potência motriz das indústrias e transportes. A própria máquina a vapor, em 1876, começa a ter o seu futuro comprometido com a invenção do ciclo Otto aplicado num motor a gás de quatro tempos. E, no final do século XIX, os carros puxados por cavalos viriam a dar lugar aos carros eléctricos. Com tal desenvolvimento tecnológico e com a quantidade de novos equipamentos foi inevitável a chamada de atenção para as fraquezas de concepção e desenvolvimento das chumaceiras.

Este facto suscitou interesse para a melhor compreensão da base física da lubrificação. Pode dizer-se que existiram dois factores principais responsáveis pelos estudos científicos sobre a lubrificação, no final do século XIX: o fraco desempenho das chumaceiras nos vagões dos caminhos-de-ferro e a recente exploração de óleo mineral [27].

Lubrificação Hidrodinâmica

A confirmação experimental de que a uma lubrificação aceitável, estava associada à formação de uma película de filme de lubrificante entre as superfícies de uma chumaceira, surgiu em simultâneo na Rússia e na Inglaterra em 1883. Petrov, na Rússia, mostrou claramente a partir de estudos experimentais cuidados, a natureza hidrodinâmica do atrito em chumaceiras. Tower, em Inglaterra, com o seu equipamento para ensaios de análise do atrito em chumaceiras, mostrou que o rotor da chumaceira flutuava sobre um filme de óleo submetido a uma pressão provocada pela carga. Dois anos depois, em 1885, Tower registou, com grande interesse, a distribuição de pressão axial e circumferencial [27].

Estas últimas datas foram muito importantes em relação aos desenvolvimentos de Osborne Reynolds sobre a base teórica da lubrificação por filme de fluido, apresentada em Agosto e Setembro de 1884, no Canadá, e em Fevereiro de 1886, em Inglaterra. Osborne Reynolds deduziu, mediante determinadas considerações, a equação que define a geração de pressão na lubrificação por filme de fluido, originando uma base cientificamente sólida para o desenvolvimento de chumaceiras [27].

Tipos de Contactos

Um contacto designa-se de conformal quando uma superfície convexa contacta com uma superfície côncava, como se mostra na Figura 1.1-a, proporcionando uma área relativamente grande para o suporte da carga, sendo que essa área mantém-se praticamente inalterada com o aumento da carga. São exemplos característicos dos contactos conformais as chumaceiras hidrodinâmicas.

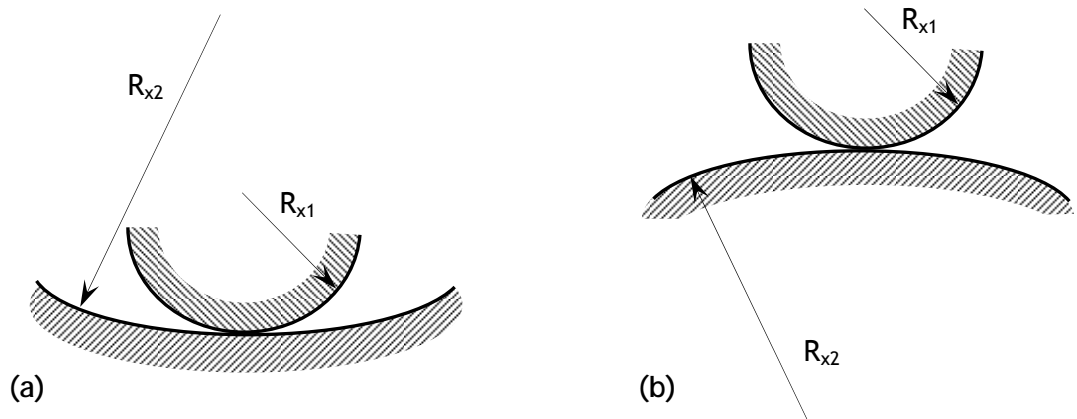


Figura 1.1- Contacto conformal (a) e contacto não conformal (b).

Um contacto designa-se de contraformal (ou não conformal) quando duas superfícies convexas contactam entre si, como se mostra na Figura 1.1-b. Neste caso, a área de contacto é muito reduzida, cerca de três ordens de grandeza inferior, quando comparada com a do contacto conformal. A área de contacto é fortemente influenciada pelo aumento da carga a ser transmitida. Como exemplos característicos podem ser referidos os contactos entre os dentes de uma engrenagem e os corpos rolantes e a pista de um rolamento.

Lubrificação Elastohidrodinâmica

A análise do contacto entre os flancos activos dos dentes de engrenagens gerou o interesse pela lubrificação por filme fluido em contactos muito carregados. A experiência demonstrou que, em contactos severos, não ocorria o contacto directo entre as superfícies metálicas conduzindo a uma análise teórica das condições de lubrificação. A análise de tensões em contactos Hertzianos misturou-se com a teoria da lubrificação hidrodinâmica de Reynolds, o que acompanhada de uma adequada representação da reologia do lubrificante a altas pressões e em condições de taxas de deformação elevadas, conduziu à formulação da teoria da Lubrificação Elastohidrodinâmica - EH ([23] e [27]).

A Lubrificação Elastohidrodinâmica é considerada uma lubrificação por filme fluido quando, entre as superfícies de dois sólidos colocados em contacto e em movimento relativo, se gera uma película de fluido que separa completamente as duas superfícies. A carga aplicada é suportada pela pressão gerada no interior do filme, e a resistência oferecida pelo contacto é promovida exclusivamente pelas tensões de corte produzidas no interior do mesmo filme [42].

De uma forma sintética, a evolução da análise dos contactos elastohidrodinâmicos até ao início da década de 50 pode ser observada na Figura 1.2.

Os trabalhos desenvolvidos por Peppler (1936 - 38) e Meldahl (1941) sugeriram que o efeito da deformação elástica, por si só, não podia contabilizar o grande aumento da capacidade de carga prevista, de modo a suportar o argumento da existência de um filme completo entre os dentes de uma engrenagem. Da mesma forma, Gatcombe (1945) demonstrou, de forma clara, que também o efeito isolado da pressão sobre a viscosidade não era suficiente para a previsão satisfatória de filmes lubrificantes entre os dentes de uma engrenagem ([23], [27] e [42]).

O resultado mais importante da análise de Grubin (1949) foi a obtenção de uma equação aproximada para a espessura do filme lubrificante em contactos elásticos muito carregados. Uma das principais conclusões diz respeito à existência de um segundo máximo de pressão próximo da saída da zona de Hertziana ([23], [27] e [42]). Esta análise produziu uma excelente descrição do mecanismo físico da lubrificação EHD, representando a primeira análise com sucesso, combinando o efeito das elevadas pressões sobre o lubrificante e sobre a deformação dos sólidos em contacto.

Em 1951, Petrusevich confirmou as características do contacto EHD apontadas por Grubin, obtendo soluções que satisfaziam, simultaneamente, as equações da elasticidade e da hidrodinâmica [25]. As três principais características das soluções obtidas para os contactos lubrificados muito carregados foram a forma do filme, praticamente paralela na zona Hertziana, a restrição de espessura do filme lubrificante na saída do contacto e o pico de pressão na transição entre a zona de alta pressão e a saída do contacto.

Num relatório do "Department of Education and Science" do Reino Unido, publicado em 1966, foi introduzido o termo "Tribologia", definido como a ciência e a tecnologia da lubrificação, do atrito e do desgaste de elementos (ou componentes) em movimento ou estacionários. A mesma publicação refere a importância do melhoramento das práticas que envolvem a lubrificação, o atrito e o desgaste, com o objectivo de economizar muito dinheiro [42].

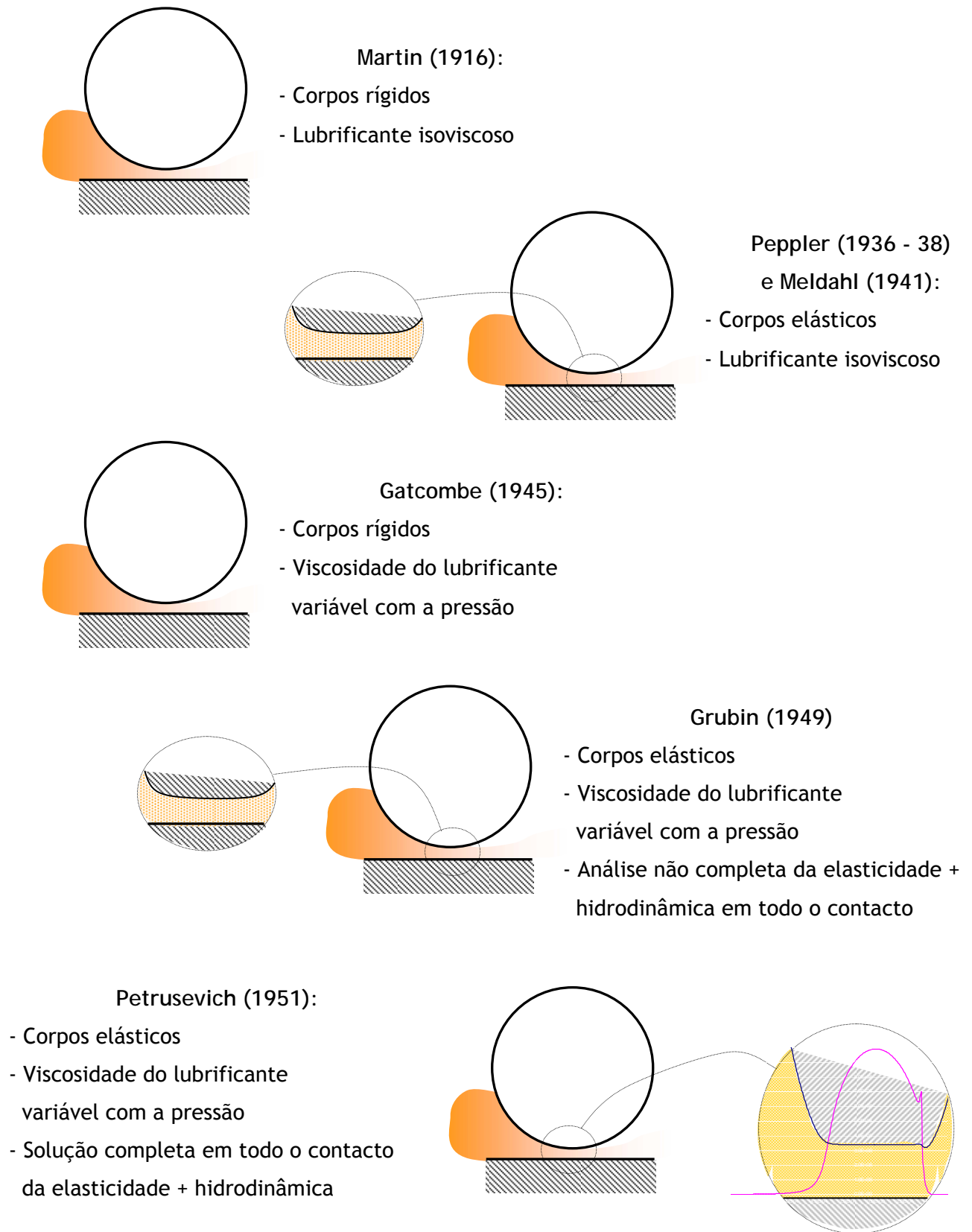


Figura 1.2- A evolução da análise dos contactos EHD até ao início dos anos 50.

Para corroborar as previsões teóricas de espessuras do filme lubrificante foram sendo realizados ensaios experimentais que, mediante as limitações dos equipamentos e dos métodos utilizados, permitiam obter resultados satisfatórios. Alguns dos primeiros e principais ensaios experimentais realizados, são apresentados na seguinte cronologia ([26], [27], [37] e [53]):

Crook (1958)

Ensaio realizado:

- Máquina de discos, medição da espessura a partir das características eléctricas do lubrificante.

Principais Resultados / Conclusões:

- Para as cargas mais baixas a espessura é inversamente proporcional à carga e directamente proporcional à velocidade;
- Para as cargas mais elevadas e em condições de rolamento puro a espessura é praticamente independente da carga.

Kirk (1962)

Ensaio realizado:

- Contacto entre dois corpos, sendo um deles em material transparente, permitindo a obtenção da geometria por interferometria óptica.

Crook (1963)

Ensaio realizado:

- Máquina de discos, com a deposição em vácuo de um transdutor numa das superfícies de disco.

Principais Resultados / Conclusões:

- Registo de espessuras até $1\mu\text{m}$.

Lewicki (1955)

Ensaio realizado:

- Contacto entre dois corpos com medição da espessura a partir das características eléctricas do lubrificante.

Resultados / Conclusões:

- Registo de espessuras da ordem de $1\mu\text{m}$;
- Viscosidade mais dependente da temperatura das superfícies do que da temperatura do banho de óleo.

Sibley, Bell Orcutt e Allen (1960)

Ensaio realizado:

- Máquina de discos, com medição da espessura a partir da técnica de transmissão de raio-X.

Resultados / Conclusões:

- Registo de espessuras entre 0.1 e $1.32\mu\text{m}$;
- Registo da influência da carga e da velocidade sobre a espessura do filme.

Em 1959 Dowson e Higginson apresentaram uma nova aproximação à teoria da lubrificação EHD, recorrendo à solução inversa do problema da lubrificação hidrodinâmica, com variação da viscosidade com a pressão, tendo sido obtidas soluções para várias cargas e uma única velocidade [25]. Os resultados eram coerentes com os resultados de Petrusevich mas com uma diferença notável: a falta do pico de pressão na saída da zona de alta pressão. Esta discrepância foi esclarecida em 1960, quando Dowson e Higginson utilizaram uma gama alargada de cargas, velocidades e propriedades dos materiais, descobrindo que a existência do segundo pico era função de todas estas variáveis. Em 1961, a partir dos resultados obtidos, definiram as equações adimensionais para o cálculo da espessura mínima do filme lubrificante em função dos parâmetros adimensionais carga, velocidade e material. A concordância entre esta solução e os valores obtidos experimentalmente por Crook, encerraram a lacuna existente entre a teoria e os resultados experimentais [23].

As principais conclusões das análises realizadas sobre a teoria da Lubrificação EHD, admitindo comportamentos Newtoniano do lubrificante e isotérmico do contacto, podem ser resumidas nos seguintes pontos [23]:

- 1) Na gama das condições onde a deformação elástica é importante, a espessura do filme lubrificante é pouco dependente da carga;
- 2) A influência do parâmetro material, G , é praticamente tão grande quanto a influência do parâmetro velocidade U , mas a sua gama de variação é, na prática, pequena, colocando U como o parâmetro dominante;
- 3) O aumento da carga e/ou a diminuição do produto velocidade \times viscosidade, transforma a distribuição de pressão do tipo hidrodinâmica entre cilindros rígidos, numa distribuição do tipo Hertziana semi-elíptica em contacto seco entre cilindros elásticos;
- 4) Nas condições de funcionamento correntes e para os materiais usuais, ocorre, normalmente, um pico de pressão na saída da zona de alta pressão;
- 5) Em condições de rolamento puro a força de atrito é independente da carga e varia com a velocidade U à mesma taxa de variação da espessura do filme;

- 6) Para cargas elevadas, o campo de pressões entre os sólidos em contacto é essencialmente Hertziano.

As maiores limitações dos trabalhos desenvolvidos nos anos 60 e 70, eram repercutidas ao nível das pressões analisadas. Sabendo que em contactos não conformais, como aqueles que ocorrem entre os dentes de uma engrenagem e entre os corpos rolantes e a pista interior de num rolamento, as pressões máximas atingidas situam-se entre 0.5GPa e 3GPa, os valores de espessura do filme eram extrapolados para esses níveis de pressão [42]. Em 1986 Houpert e Hamrock desenvolveram um novo modelo que permitiu a análise de contactos até 4.8GPa ([46] e[47]).

Regimes de Lubrificação

Na caracterização dos regimes de lubrificação é normalmente utilizado o parâmetro espessura específica do filme lubrificante - Λ , que representa a razão entre a espessura do filme lubrificante e a rugosidade composta das superfícies em contacto, evitando as designações de espessura mínima ou média no contacto. Definindo o parâmetro Λ pela equação [32],

$$\Lambda = \frac{h_0}{\sigma} \quad (1.1)$$

$$\text{com } \sigma = (\sigma_1^2 + \sigma_2^2)^{1/2}, \quad (1.2)$$

onde σ_1 e σ_2 correspondem à rugosidade rms de cada superfície,

+ Lubrificação hidrodinâmica

É um regime de lubrificação que ocorre em contactos conformais, nomeadamente em chumaceiras hidrodinâmicas, em que os níveis de pressão poderão rondar no máximo os 5Mpa, provocando deformações elásticas pouco significativas [42].

Os filmes gerados são normalmente suficientes para impedir qualquer contacto entre as superfícies envolvidas. Nestas condições ideais, o atrito interno é condicionado pelas propriedades físicas do lubrificante, nomeadamente a viscosidade, que condiciona directamente a reacção do fluido ao corte que lhe é imposto.

+ Lubrificação elastohidrodinâmica

É um regime que pode ser considerado o regime hidrodinâmico, mas para o qual as deformações elásticas impostas às superfícies não podem ser desprezadas. Dentro deste regime podem ainda ser distinguidas duas componentes: EHD macios e EHD duros. No primeiro caso, podem ser encontradas situações relacionadas com materiais de módulos de elasticidade baixos, nomeadamente a borracha. Assim, as deformações elásticas são elevadas mesmo quando submetidas a pequenas cargas, provocando pressões máximas que são tipicamente de 1Mpa. Nestas condições os efeitos piezoviscosos são desprezáveis, ficando a espessura mínima em valores típicos de 1 μm (exemplos: vedantes, pneus, ligações no corpo humano) [42].

Nos contactos EHD duros encontram-se materiais dos corpos em contacto com módulos de elasticidade elevados, tal como os dos metais. Os efeitos da deformação elástica e da piezoviscosidade são de igual importância e as pressões máximas atingidas estão dentro da gama 0.5 e 3 GPa. Nestas condições, as espessuras mínimas, normalmente, são superiores a 0.1 μm [42].

O regime de lubrificação elastohidrodinâmico é caracterizado para valores de $\Lambda > 3$ [73].

+ Lubrificação Parcial ou Mista

Em contactos elastohidrodinâmicos o aumento da severidade das condições de funcionamento, nomeadamente as pressões mais elevadas e/ou velocidades demasiado baixas, podem facilitar a ocorrência de contactos directos entre os picos das rugosidades das duas superfícies. Nestas condições o comportamento dos contactos é definido pela combinação dos efeitos da lubrificação limite e do filme lubrificante. Pode ser admitido que as espessuras médias do filme lubrificante variem entre 1 μm e 0.01 μm [42].

Neste regime de lubrificação é admitido que o parâmetro Λ se encontra entre $1 < \Lambda < 3$ [73].

+ Lubrificação Limite

Na lubrificação limite, como é admitida a não separação das duas superfícies por uma película de filme lubrificante, os efeitos deste, neste regime de lubrificação, são desprezáveis. O mecanismo de lubrificação do contacto é governado pelas propriedades físicas e químicas dos filmes nas superfícies de proporções moleculares. As características do atrito, neste caso, são determinadas pelas propriedades dos corpos envolvidos. Os filmes nas superfícies variam de 1 a 10nm [42].

Este regime é caracterizado para valores de $\Lambda < 1$ [32] ou para $\Lambda < 0.5$ [73].

Efeitos Térmicos e Efeitos não Newtonianos

A análise da lubrificação EHD recorrendo a modelos isotérmicos e Newtonianos está bem desenvolvida. A forma do filme lubrificante e a correspondente distribuição de pressão têm sido razoavelmente bem previstas. No entanto, as forças de atrito não podem ser diagnosticadas antecipadamente de uma forma correcta.

Num contacto EHD as velocidades de deformação podem atingir valores até 10^7s^{-1} ; as temperaturas máximas aproximam-se dos 500°C ; e o tempo de passagem do lubrificante no interior de um contacto situa-se entre 10^{-3} e 10^{-4} s [42].

Estas condições de elevada severidade colocam em causa quer o comportamento Newtoniano do lubrificante quer a consideração de temperatura constante no interior destes contactos, sendo de salientar os seguintes quatro aspectos, importantes num escoamento viscoso [42]:

- A resistência viscosa oferecida pelo fluido aumenta com a taxa de deformação. Para impor uma maior velocidade de escoamento é necessário disponibilizar uma maior força;
- As moléculas não regressam à sua posição inicial depois de retiradas as forças aplicadas. O escoamento envolve alterações irreversíveis, e a energia ou o trabalho dissipado nesse escoamento viscoso aparece sob a forma de calor, com o consequente aquecimento do fluido e das superfícies em contacto;

- O fluido torna-se menos viscoso com o aumento da sua temperatura. Quanto maior é a energia térmica interna tanto melhor as moléculas transitam para posições vizinhas, pelo que será necessária uma menor força externa para provocar o escoamento do fluido;
- A viscosidade de um fluido, num contacto contraformal, normalmente aumenta a sua viscosidade com o aumento de pressão. Esse aumento pode ser de algumas ordens de grandeza. Esta conjugação de fenómenos justifica que quanto mais se esmaga ou comprime o fluido tanto maior é a sua viscosidade e a sua resistência à extrusão.

A necessidade de incorporar na lubrificação elastohidrodinâmica os efeitos térmicos, os efeitos não Newtonianos ou ambos, já foi reconhecida há muito tempo atrás [42].

Segundo Dowson et al. [23], em 1961, Sternlicht, Lewis e Flynn apresentaram uma análise mais ambiciosa, considerando as distribuições de pressão e de temperatura em contactos pouco carregados, abandonando a análise isotérmica. As equações foram escritas sob a forma de diferenças finitas e foi implementado um algoritmo iterativo bem sucedido. Mais tarde, em 1965, a análise térmica foi explorada em contactos com rolamento e escorregamento por Cheng e Sternlicht [15]. As principais características referidas para condições isotérmicas dos contactos EHD mantinham-se. Em particular, o pico de pressão previsto para as condições de rolamento puro e para um fluido Newtoniano, mantinha-se e mesmo aumentava com a introdução de algum escorregamento.

Bell (1961), segundo Dowson et al. [23], contribuiu com uma interessante análise sobre a influência do comportamento não Newtoniano do lubrificante no caso de um fluido de Ree-Eyring. Bell concluiu que, para elevadas taxas de deformação, a influência da velocidade sobre a espessura do filme lubrificante deveria ser atenuada, enquanto que a influência da carga deveria aumentar.

Dowson et al. [23] referem que Smith (1959) registou a força de atrito num contacto com escorregamento entre uma esfera e um plano em regime hidrodinâmico, concluindo que, em determinadas condições, o coeficiente de atrito decresce com o aumento da velocidade de escorregamento. Em 1961, admite que, uma vez o filme formado, a relação linear entre o coeficiente de atrito e a velocidade de escorregamento sugere que predominam as características de um lubrificante Newtoniano. Para as velocidades de escorregamento mais elevadas, os efeitos não Newtonianos são evidentes com a subsequente queda dos valores do coeficiente de atrito, atribuída ao aquecimento interno do fluido.

Em 1974, Hirst e Moore [44], apresentaram uma investigação experimental de análise da dependência entre as tensões de corte e a velocidade de deformação e propuseram uma relação do tipo de Ree-Eyring. Em 1977, Johnson e Tevaarwerk [54], chegaram ao mesmo tipo de relação apresentada por Hirst e Moore (1974) [44].

Houpert e Hamrock (1985) [45] e Conry et al. (1981) [17], incorporaram o modelo de Ree-Eyring na análise numérica de contactos EHD. Os resultados obtidos com o modelo de Ree-Eyring apresentaram uma boa correlação com os resultados experimentais. No entanto, a redução das tensões de corte com o aumento da taxa de escorregamento foi mais acentuada do que a indicada pelos resultados experimentais. Foi possível observar que o modelo de Ree-Eyring não prevê propriedades de tensão de corte limite. Isto tem como consequência o aumento das tensões de corte com o aumento da velocidade de deformação suportada pelo lubrificante. Assim, foi necessário a incorporação de um modelo não Newtoniano que preveja um limite máximo da capacidade de tensão de corte do lubrificante.

Bair e Winer (1979) [1] e Gecim e Winer (1980) [36] introduziram um novo modelo reológico nos contactos EHD, com a particularidade de ser assintótico em relação à tensão de corte limite do lubrificante, na análise do tipo de Grubin. Mais recentemente Lee e Hamrock (1990) [59] propuseram um modelo não Newtoniano que inclui na sua formulação a tensão de corte limite e designado por modelo circular.

Na última década, foram apresentados vários trabalhos, onde são incluídos conjunta ou isoladamente os efeitos não Newtonianos e os efeitos térmicos. Sui e Sadeghi (1991) [81], Wolf et al. (1992) [88], Hsiao e Hamrock (1994) [51], Khonsari e Hua (1994) [57], Pandey e Ghosh (1996) [68], Yongbin et al. (2001) [94] e Liu e Yang (2002) [60], elaboraram modelos numéricos que integram esses fenómenos e Wang et al. (1991) [85], Bair e Winer (1992) [3], Scott Bair (1993) [4], Vergne e Nélías (1995) [84], Campos et al. (1998) [12], Fang et al. (2000) [35], Scott Bair (2001) [5], Nélías et al. (2002) [64] e Sottomayor et al. (2003) [79] realizaram estudos sobre as propriedades reológicas dos lubrificantes e o seu comportamento no interior de contactos EHD. São de destacar, ainda, Dumont et al. (1994) [30], Marie-Laure Dumont (1997) [28], Sperrfechter e Haller (2000) [80], Yang et al. (2001) [92] e Guo e Wong (2004) [39] sobre a análise de novos materiais e de fenómenos que ocorrem no interior do contacto em determinadas condições de funcionamento.

Alegação

Os rolamentos e as engrenagens estão presentes na maior parte dos sistemas mecânicos. Actualmente estes componentes são, ainda, incontornáveis, dentro dos sectores de actividade da indústria mecânica, como a dos transportes, da electrónica, da agro-alimentar, ou do desporto e do lazer. Um veículo automóvel compreende, por exemplo, em função do modelo, de 30 a 40 rolamentos e um número equivalente de engrenagens; um avião comercial, mais de 800 rolamentos. Daqui se depreende a razão de tais componentes serem objecto de investigação e desenvolvimento permanentes.

Os progressos realizados são fruto de investigações no domínio da elaboração dos aços, da lubrificação, da protecção contra a poluição, e dos processos de maquinagem. A concepção interna é ela também objecto de esforços particulares. Ela tem por objectivo o melhoramento da lubrificação, a redução dos aquecimentos ou a optimização da capacidade de carga. Por conseguinte, as exigências dos construtores em termos de desempenho, custo e peso, não têm limites.

Objectivos

Com este trabalho pretende-se construir uma ferramenta, simples na utilização e simples na sua operacionalidade, que permita a análise de contactos Hertzianos lubrificados (contactos elastohidrodinâmicos - contactos EHD) a partir da sua simulação numérica.

Da simulação de um determinado contacto EHD deverá resultar o conhecimento da geometria do filme lubrificante e das distribuições de pressão, de tensões de corte e de temperaturas no interior desse contacto. Pretende-se que essa informação inclua as influências do comportamento térmico do contacto e do comportamento reológico do lubrificante.

Com a inclusão dos efeitos não Newtonianos pretende-se ter a possibilidade de utilizar diferentes modelos reológicos, permitindo analisar casos particulares de fluidos concretos, com as suas próprias características reológicas fundamentadas em resultados experimentais. Deverá, ainda, permitir a consideração de lubrificantes com características muito diferentes.

A consideração do equilíbrio energético do contacto EHD permitirá avaliar os aumentos de temperatura no interior desse mesmo contacto, e assim determinar, a nível local, as propriedades do lubrificante dependentes da temperatura e a sua interacção com o comportamento reológico do lubrificante e, conseqüentemente, com a geometria do filme lubrificante e a distribuição de pressão.

Estrutura da dissertação

Capítulo 1 - Introdução Geral

Capítulo 2 - Lubrificação Elastohidrodinâmica

São focados os vários fenómenos físicos envolvidos nos contactos Hertzianos lubrificados, como sejam a hidrodinâmica e a elasticidade, o comportamento reológico e as correspondentes propriedades reológicas do lubrificante, e, finalmente, os efeitos térmicos. Para cada uma destas realidades físicas são apresentadas as equações matemáticas que descrevem e relacionam as diferentes variáveis em jogo.

Capítulo 3 - Modelo Numérico de Lubrificação Elastohidrodinâmica em Regime não Newtoniano e Térmico

As equações apresentadas anteriormente são tratadas tornando-se passíveis de resolução numérica e de serem incorporadas no modelo numérico. De salientar os principais aspectos desta ferramenta: aplicação do método de Newton-Raphson na resolução da equação de Reynolds de grande estabilidade numa gama alargada de condições de funcionamento, opcionalidade entre os diferentes comportamentos reológicos do lubrificante, aplicação do método de Tevaarwerk na determinação da temperatura do filme lubrificante e o recurso ao conceito de viscosidade aparente, como forma simples, eficaz e universal de introduzir qualquer tipo de comportamento térmico do contacto e qualquer tipo de comportamento não Newtoniano do lubrificante na equação de Reynolds, sem necessidade de recurso a formas mais sofisticadas dessa mesma equação.

Capítulo 4 - Comportamento do Modelo EHD em Regime não Newtoniano e Térmico

Neste capítulo é estudada a sensibilidade do modelo desenvolvido às variações das condições de funcionamento e das propriedades dos lubrificantes. É também analisada em detalhe a validade da opção pela viscosidade aparente.

Capítulo 5 - Validação do Modelo de Lubrificação EHD

De modo a validar o modelo numérico desenvolvido, é realizada uma comparação com resultados obtidos por outros autores, resultantes dos seus próprios modelos numéricos.

Capítulo 6 - Aplicações: Ensaios em Máquina de Discos dos Lubrificantes

SAE 80W-90 GL-5, Santotrac 30 e MIL-L-23699

Neste capítulo o modelo desenvolvido é confrontado com resultados experimentais, abrangendo um conjunto muito alargado de condições de funcionamento, fazendo intervir três tipos de lubrificantes com aplicações práticas muito distintas: um lubrificante para engrenagens, um fluido de tracção e um lubrificante para aplicações aeronáuticas.

Os resultados obtidos pelo modelo numérico são validados reproduzindo as curvas de atrito obtidas experimentalmente em máquinas de discos.

São analisadas as influências das condições de funcionamento sobre as distribuições de pressão e tensões de corte no lubrificante, sobre a geometria do filme lubrificante e sobre os aumentos de temperatura das superfícies e do lubrificante.

Capítulo 7 - Conclusão Geral

São apresentadas as conclusões deste trabalho e as perspectivas de trabalho futuro.

Capítulo 2

Lubrificação Elastohidrodinâmica

2.1. INTRODUÇÃO

No estudo do escoamento de um lubrificante no interior de um contacto não conformal, considerando as superfícies dos corpos separadas pela película lubrificante, ocorrem muitos fenómenos físicos que derivam das diferentes condições de solicitação a que o lubrificante e as superfícies ficam submetidos. Um contacto elastohidrodinâmico (EHD) pode ser considerado dividido em três partes distintas: zona do convergente, zona de alta pressão ou Hertziana e zona do divergente. Na Figura 2.1 e para um plano contendo a direcção de rolamento, OXZ, podem ser observadas as três zonas de contacto EHD, coexistindo em zonas comuns designadas por zonas de transição.

As pressões geradas na zona Hertziana do contacto são muito elevadas (de 0.5 a 3GPa [42] ou até 4GPa [3]) provocando a deformação das superfícies com a consequente alteração da geometria do filme lubrificante. A viscosidade varia numa gama de algumas ordens de grandeza ao longo do contacto e é significativa a compressibilidade do lubrificante.

Para além da pressão, em contactos com escorregamento entre as superfícies, o lubrificante é submetido, também, ao corte com velocidades de deformação que podem atingir os 10^7s^{-1} ([42],[26] e [3]), impondo aumentos de temperatura que podem atingir os 500°C [42]. Com um tempo de passagem de um elemento de fluido no interior do contacto EHD entre 10^{-3} e 10^{-4}s ([42] ,[26] e [3]), a consideração de um comportamento Newtoniano é colocada em causa.

Ao longo deste capítulo serão apresentadas as equações necessárias à formulação do problema de lubrificação elastohidrodinâmica (EHD) envolvendo a variação de temperatura no interior do contacto e admitindo comportamentos não Newtonianos dos lubrificantes.

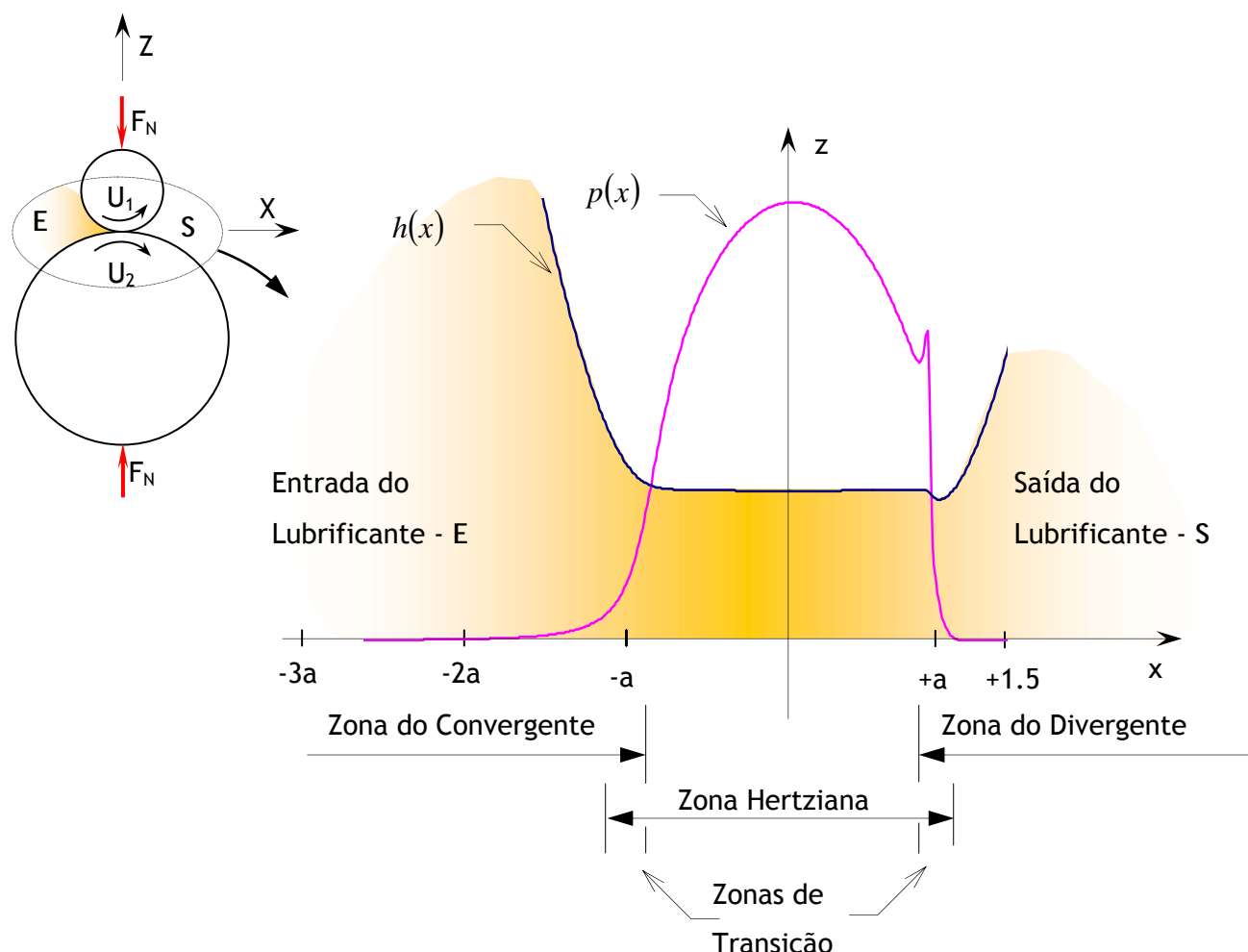


Figura 2.1- As zonas características no interior de um contacto elastohidrodinâmico.

2.2. EQUAÇÃO DE REYNOLDS

A equação de Reynolds estabelece a distribuição de pressão num filme de lubrificante, que se encontra entre dois corpos colocados em contacto sob a acção de uma força normal e animados com uma determinada cinemática, conforme esquematizado na Figura 2.2. Esta equação foi apresentada pelo próprio autor, Osborne Reynolds, em 1886, e pode ser deduzida, admitindo um comportamento Newtoniano do fluido, a partir das equações de Navier-Stokes ou, então, considerando uma análise mais simples e directa do equilíbrio de forças aplicadas a um elemento de fluido.

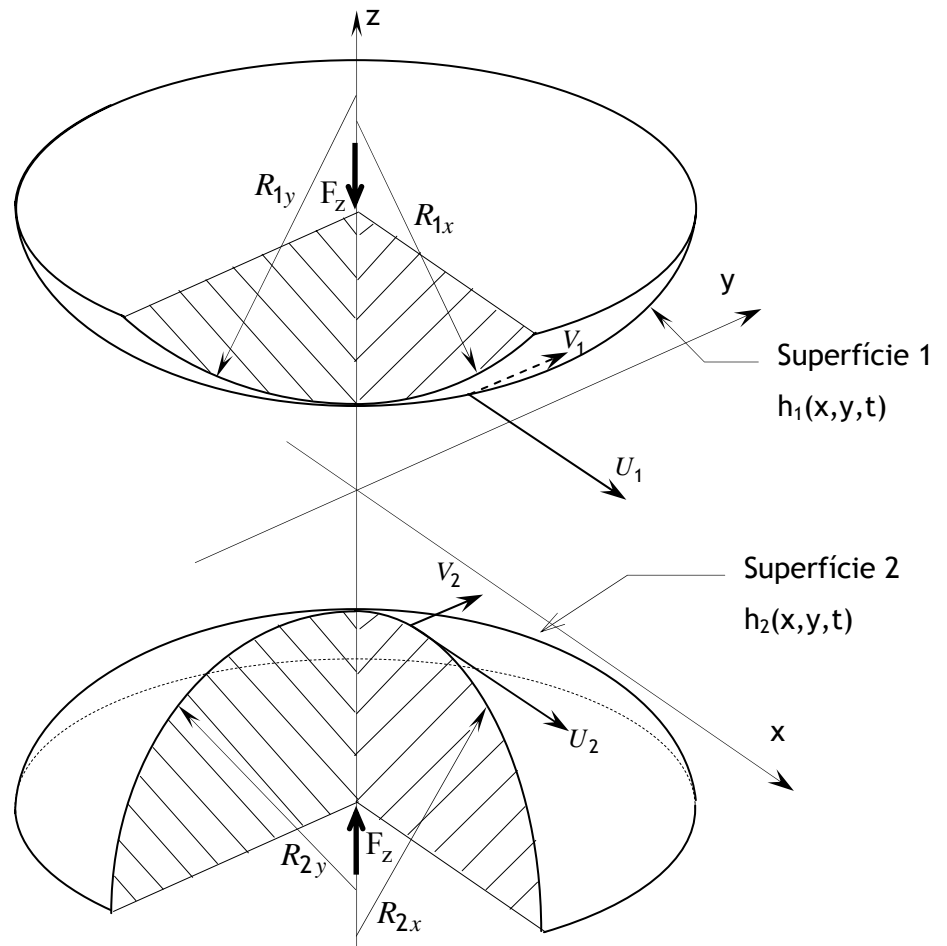


Figura 2.2- Definição geométrica e cinemática do problema.

2.2.1. As equações de Navier-Stokes

As equações de Navier-Stokes podem ser obtidas a partir do equilíbrio dinâmico de um elemento de fluido, sendo necessário considerar as forças de superfície, as forças de volume e as forças de inércia. É assumido um comportamento Newtoniano do lubrificante, isto é, adopta-se a relação linear entre a tensão de corte e a velocidade de deformação de corte imposta ao lubrificante, e é admitido um escoamento laminar.

2.2.1.1. As forças de superfície

As tensões nas superfícies de um elemento de um fluido viscoso perfazem um total de nove componentes de tensão, como representado na Figura 2.3.

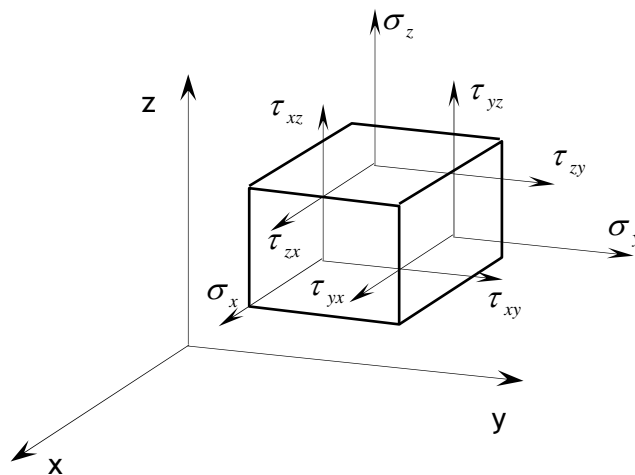


Figura 2.3- As tensões em três superfícies de um elemento de volume de um fluido.

As tensões de superfície devem satisfazer as seguintes relações [42]:

- o equilíbrio de momentos do elemento de fluido implique que

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} \wedge \tau_{xz} = \tau_{zx} \wedge \tau_{yz} = \tau_{zy} \quad (2.1)$$

- a pressão hidrostática no fluido é considerada como a média das três componentes de tensão normal

$$\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z = -3p \quad (2.2)$$

- o valor da tensão de corte depende da velocidade de deformação imposta ao fluido (Lei de Newton),

$$\tau_{xy} = \eta \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \quad (2.3)$$

$$\tau_{xz} = \eta \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \quad (2.4)$$

$$\tau_{yz} = \eta \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \quad (2.5)$$

- o valor das tensões normais podem ser escritas do seguinte modo,

$$\sigma_x = -p + \lambda_a \xi_a + 2\eta \frac{\partial u}{\partial x} \quad (2.6)$$

$$\sigma_y = -p + \lambda_a \xi_a + 2\eta \frac{\partial v}{\partial y} \quad (2.7)$$

$$\sigma_z = -p + \lambda_a \xi_a + 2\eta \frac{\partial w}{\partial z} \quad (2.8)$$

sendo λ_a o segundo coeficiente de viscosidade e ξ_a a velocidade de expansão do fluido, definida por,

$$\xi_a = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \quad (2.9)$$

- substituindo o valor das tensões normais, (2.6), (2.7) e (2.8), na equação (2.2), obtém-se

$$-3p + 3\lambda_a \xi_a + 2\eta \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = -3p \Leftrightarrow 3\lambda_a \xi_a + 2\eta \xi_a = 0 \Leftrightarrow \lambda_a = \frac{-2\eta}{3} \quad (2.10)$$

o que significa que as tensões normais são definidas por

$$\sigma_x = -p - \frac{2\eta \xi_a}{3} + 2\eta \frac{\partial u}{\partial x} \quad (2.11)$$

$$\sigma_y = -p - \frac{2\eta \xi_a}{3} + 2\eta \frac{\partial v}{\partial y} \quad (2.12)$$

$$\sigma_z = -p - \frac{2\eta \xi_a}{3} + 2\eta \frac{\partial w}{\partial z} \quad (2.13)$$

As tensões impostas ao elemento de fluido tendem a movimentá-lo nas três direcções x, y e z. As forças de superfície resultantes destas tensões podem ser expressas por:

$$\frac{\partial \sigma_x}{\partial x} dx dy dz \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial \sigma_y}{\partial y} dx dy dz \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial \sigma_z}{\partial z} dx dy dz \quad (2.16)$$

e

$$\frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} dx dy dz \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} dx dy dz \quad (2.18)$$

$$\frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} dx dy dz \quad (2.19)$$

$$\frac{\partial \tau_{zx}}{\partial x} dx dy dz \quad (2.20)$$

$$\frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} dx dy dz \quad (2.21)$$

$$\frac{\partial \tau_{zy}}{\partial y} dx dy dz \quad (2.22)$$

2.2.1.2. As forças de Volume

Se as componentes do campo de forças externas são X_a , Y_a e Z_a , as correspondentes forças que actuam no elemento de volume são:

$$X_a \rho dx dy dz \quad (2.23)$$

$$Y_a \rho dx dy dz \quad (2.24)$$

$$Z_a \rho dx dy dz \quad (2.25)$$

2.2.1.3. As forças de inércia

As três componentes da aceleração do fluido são as três derivadas totais Du/Dt , Dv/Dt e Dw/Dt . O significado da derivada total é analisado em seguida. Considerando apenas a componente da velocidade (u), segundo Ox :

$$u = f(x, y, z, t)$$

A variação da velocidade u que ocorre no período dt é:

$$Du = \frac{\partial u}{\partial t} dt + \frac{\partial u}{\partial x} dx + \frac{\partial u}{\partial y} dy + \frac{\partial u}{\partial z} dz$$

No limite quando $dt \rightarrow 0$, $\frac{dx}{dt} = u$, $\frac{dy}{dt} = v$ e $\frac{dz}{dt} = w$.

Então a variação total de u em ordem ao tempo, $\frac{Du}{Dt}$, é dada por:

$$\frac{Du}{Dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \quad (2.26)$$

Da mesma forma, para as componentes da velocidade v e w podem ser escritas as expressões:

$$\frac{Dv}{Dt} = \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \quad (2.27)$$

$$\frac{Dw}{Dt} = \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \quad (2.28)$$

A derivada total corresponde à variação da velocidade de um elemento de fluido durante o seu movimento em x , y e z . As forças resultantes para acelerar o elemento de fluido são:

$$\rho \frac{Du}{Dt} dx dy dz \quad (2.29)$$

$$\rho \frac{Dv}{Dt} dx dy dz \quad (2.30)$$

$$\rho \frac{Dw}{Dt} dx dy dz \quad (2.31)$$

2.2.1.4. O equilíbrio do elemento de volume

Estabelecendo agora, matematicamente, o equilíbrio dinâmico de um elemento de fluido, eliminando o factor $dx dy dz$ de cada termo e igualando a força de inércia resultante à soma das forças de volume e de superfície, vem:

$$\rho \frac{Du}{Dt} = \rho X_a + \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} \quad (2.32)$$

$$\rho \frac{Dv}{Dt} = \rho Y_a + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} \quad (2.33)$$

$$\rho \frac{Dw}{Dt} = \rho Z_a + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} \quad (2.34)$$

Substituindo em (2.32), (2.33) e (2.34) o valor das tensões, definidas pelas equações (2.3) a (2.5) e (2.11) a (2.13), obtêm-se as equações de Navier-Stokes em coordenadas cartesianas, na forma [42]:

$$\rho \frac{Du}{Dt} = \rho X_a - \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x} (\eta \xi_a) + 2 \frac{\partial}{\partial x} \left(\eta \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left[\eta \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\eta \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right] \quad (2.35)$$

$$\rho \frac{Dv}{Dt} = \rho Y_a - \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial y} (\eta \xi_a) + 2 \frac{\partial}{\partial y} \left(\eta \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left[\eta \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\eta \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right] \quad (2.36)$$

$$\rho \frac{Dw}{Dt} = \rho Z_a - \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial z} (\eta \xi_a) + 2 \frac{\partial}{\partial z} \left(\eta \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left[\eta \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\eta \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right] \quad (2.37)$$

Introduzindo o valor de ξ_a , a expansão do fluido definida anteriormente pela equação (2.9), as equações de Navier-Stokes tomam a seguinte forma [37]:

$$\begin{aligned} \rho \frac{Du}{Dt} = & \rho X_a - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x} \left[\eta \left(\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right) \right] + \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x} \left[\eta \left(\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right] + \\ & + \frac{\partial}{\partial y} \left[\eta \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\eta \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right] \end{aligned} \quad (2.38)$$

$$\begin{aligned} \rho \frac{Dv}{Dt} = \rho Y_a - \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial y} \left[\eta \left(\frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial x} \right) \right] + \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial y} \left[\eta \left(\frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right] + \\ + \frac{\partial}{\partial x} \left[\eta \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\eta \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right] \end{aligned} \quad (2.39)$$

$$\begin{aligned} \rho \frac{Dw}{Dt} = \rho Z_a - \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial z} \left[\eta \left(\frac{\partial w}{\partial z} - \frac{\partial u}{\partial x} \right) \right] + \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial z} \left[\eta \left(\frac{\partial w}{\partial z} - \frac{\partial v}{\partial y} \right) \right] + \\ + \frac{\partial}{\partial x} \left[\eta \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\eta \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right] \end{aligned} \quad (2.40)$$

As equações (2.38), (2.39) e (2.40) são a forma mais geral das equações de Navier-Stokes, em coordenadas cartesianas, para um fluido Newtoniano, nas quais os termos do lado esquerdo representam os efeitos da inércia, e os do lado direito são, por esta ordem, as forças de volume, os gradientes de pressão e os termos viscosos, estabelecendo o equilíbrio dinâmico de um elemento de fluido.

As equações completas de Navier-Stokes apresentadas são complexas existindo, no entanto, casos de escoamentos para os quais os termos da pressão e os termos viscosos são predominantes. Os problemas de lubrificação por filme fluido são um desses casos.

2.2.2. Hipóteses consideradas na obtenção da equação de Reynolds

Na dedução da equação de Reynolds, quer a partir das equações de Navier-Stokes quer pela análise do equilíbrio das forças aplicadas a um elemento de fluido, são consideradas as seguintes hipóteses:

- 1) O meio é contínuo;
- 2) As forças de volume são desprezáveis, isto é, pode ser desprezada a massa do filme lubrificante;
- 3) A espessura do filme lubrificante é muito inferior em relação às restantes dimensões do contacto, podendo por isso considerar-se a pressão constante na direcção da espessura do filme (Oz);
- 4) Não ocorre deslizamento entre o lubrificante e as superfícies em contacto, pelo que, as velocidades da superfície e do lubrificante na interface são iguais;
- 5) Os gradientes das tensões de corte e das velocidades só são significativos na direcção da espessura do filme lubrificante (Oz), pelo mesmo motivo referido em 3.

Nesta análise consideraram-se, ainda, algumas hipóteses adicionais na dedução da equação de Reynolds:

- 6) As forças de inércia são desprezáveis quando comparadas com as forças viscosas no lubrificante;
- 7) O escoamento é laminar, isto é, tem um número de Reynolds baixo;
- 8) O comportamento do lubrificante é Newtoniano;
- 9) A viscosidade e a densidade não variam na direcção da espessura do filme lubrificante (Oz);

Como referido na hipótese 8) é considerada a relação de Newton na dedução da equação de Reynolds. No entanto a viscosidade utilizada na equação de Reynolds é comutada para uma designada viscosidade aparente, obtida a partir das tensões de corte impostas ao fluido e as quais incorporam os efeitos não Newtonianos e térmicos. Este aspecto será tratado no parágrafo 3.2.1.

A aplicação das hipóteses anteriormente enumeradas, conduz a uma simplificação muito significativa das equações de Navier-Stokes, (2.38), (2.39) e (2.40), obtendo-se as seguintes relações:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\eta \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (2.41)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\eta \frac{\partial v}{\partial z} \right) \quad (2.42)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = 0 \quad (2.43)$$

2.2.3. Equilíbrio de forças aplicadas a um elemento de fluido

A Figura 2.4 mostra o equilíbrio de um elemento de fluido pertencente a uma película de filme lubrificante, existente no interior de um contacto entre dois corpos. Apenas estão indicadas as forças na direcção Ox. Desprezando os gradientes de tensão de corte e de velocidade nas direcções Ox e Oy (hipótese 5) e impondo o equilíbrio de forças na direcção Ox ([10], [37] e [75]):

$$\sum F_x = 0 \Leftrightarrow \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\eta \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (2.44)$$

De forma similar nas direcções Oy e Oz, obtém-se as equações:

$$\sum F_y = 0 \Leftrightarrow \frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\eta \frac{\partial v}{\partial z} \right) \quad (2.45)$$

e

$$\sum F_z = 0 \Leftrightarrow \frac{\partial p}{\partial z} = 0 \quad (2.46)$$

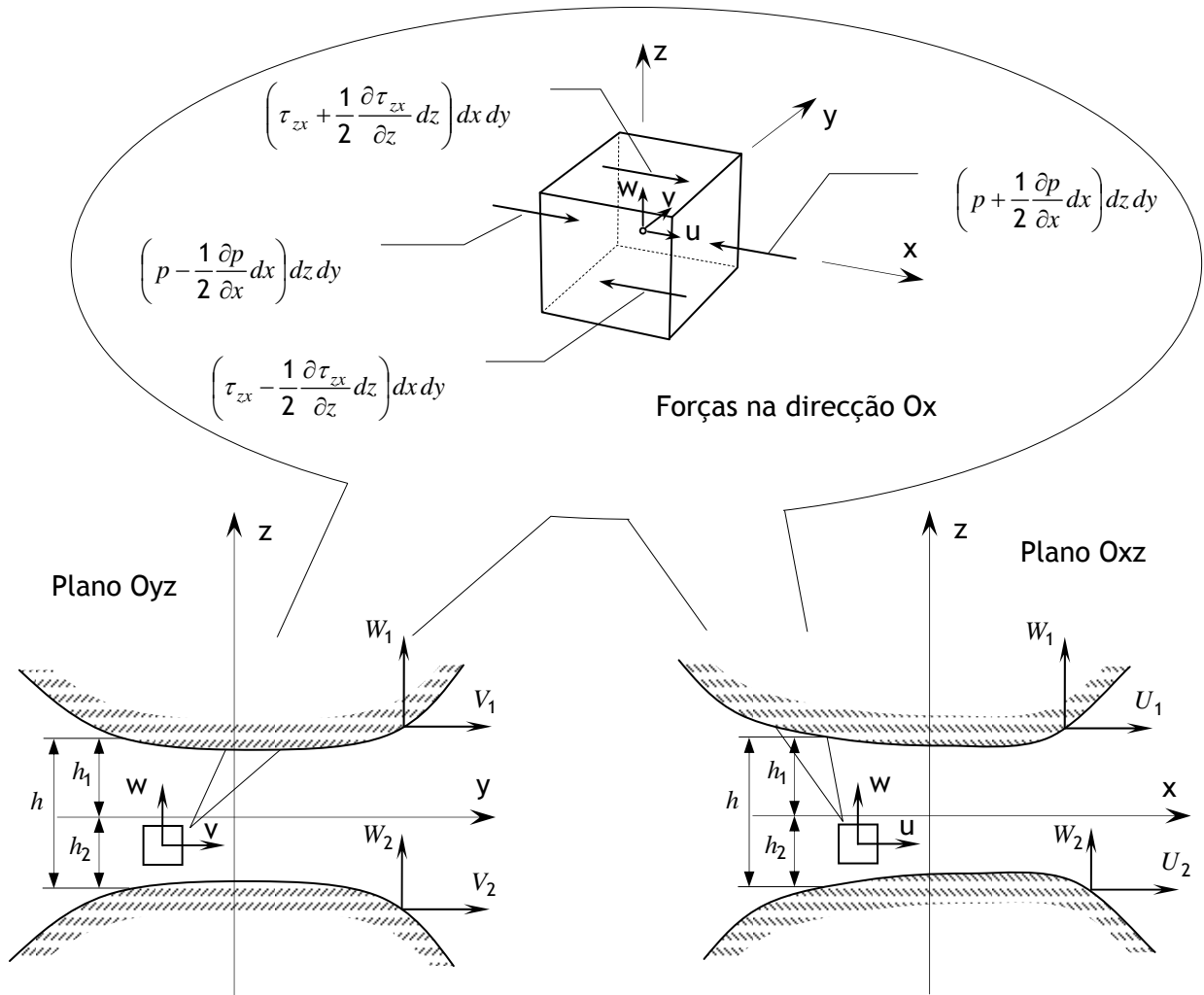


Figura 2.4- Forças aplicadas a um elemento de fluido no interior de um contacto entre dois corpos.

Como pode ser constatado as equações agora obtidas, (2.44), (2.45) e (2.46), são exactamente as equações de Navier-Stokes, (2.41), (2.42) e (2.43), após a aplicação das hipóteses anteriormente descritas. Não seria de esperar outro resultado, uma vez que as próprias equações de Navier-Stokes são obtidas pela imposição do equilíbrio de um elemento de fluido mas para uma situação mais geral de sollicitação.

2.2.4. Perfil de velocidades

Apelando às hipóteses referidas, nomeadamente a hipótese 3) que considera a pressão constante na direcção da espessura do filme lubrificante, as equações (2.44) e (2.45) podem ser integradas directamente para dar as expressões gerais dos gradientes de velocidade:

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{z}{\eta} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{A}{\eta} \quad (2.47)$$

$$\frac{\partial v}{\partial z} = \frac{z}{\eta} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{C}{\eta} \quad (2.48)$$

sendo A e C constantes de integração. A viscosidade do lubrificante pode variar ao longo da espessura do filme lubrificante (direcção Oz) como resultado das variações de temperatura. Uma aproximação que é satisfatória em muitas das aplicações consiste em considerar η como uma média da viscosidade dinâmica ao longo da espessura do filme (hipótese nº 9). Notar que tal não restringe a variação da viscosidade nas direcções Ox e Oy.

Considerando que η representa a média da viscosidade ao longo da espessura do filme lubrificante e integrando as equações (2.47) e (2.48), obtém-se as componentes da velocidade:

$$u = \frac{z^2}{2\eta} \frac{\partial p}{\partial x} + A \frac{z}{\eta} + B \quad (2.49)$$

$$v = \frac{z^2}{2\eta} \frac{\partial p}{\partial y} + C \frac{z}{\eta} + D \quad (2.50)$$

Assumindo que não ocorre escorregamento na interface sólido fluído (hipótese nº 4) os valores da velocidade na fronteira são:

$$z = h_1 \Rightarrow u = U_1 \wedge v = V_1$$

$$z = h_2 \Rightarrow u = U_2 \wedge v = V_2$$

sendo 1 a superfície superior e 2 a superfície inferior.

Impondo as condições fronteira:

$$z = h_1(x, y, t) \Rightarrow u = U_1 = \frac{h_1^2}{2\eta} \frac{\partial p}{\partial x} + A \frac{h_1}{\eta} + B \quad (2.51)$$

$$z = h_2(x, y, t) \Rightarrow u = U_2 = \frac{h_2^2}{2\eta} \frac{\partial p}{\partial x} + A \frac{h_2}{\eta} + B \quad (2.52)$$

e determinando a diferença dos valores das velocidades das superfícies, $(U_1 - U_2)$, obtém-se a constante de integração A,

$$A = \eta \frac{(U_1 - U_2)}{(h_1 - h_2)} - \frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial x} \frac{(h_1^2 - h_2^2)}{(h_1 - h_2)} \quad (2.53)$$

Calculando $(h_1 U_2 - h_2 U_1)$ consegue-se exprimir a constante de integração B,

$$B = \frac{(h_1 U_2 - h_2 U_1) - \frac{1}{2\eta} \frac{\partial p}{\partial x} (h_1 h_2^2 - h_2 h_1^2)}{(h_1 - h_2)} \quad (2.54)$$

Substituindo as constantes A e B na equação do gradiente de velocidade (2.47) e na equação da velocidade (2.49), ambas segundo Ox, obtém-se

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{1}{2\eta} \frac{\partial p}{\partial x} \left[2z - \frac{(h_1^2 - h_2^2)}{(h_1 - h_2)} \right] + \frac{(U_1 - U_2)}{(h_1 - h_2)} \quad (2.55)$$

$$u = \frac{z}{2\eta} \frac{\partial p}{\partial x} \left[z - \frac{(h_1^2 - h_2^2)}{(h_1 - h_2)} - \frac{1}{z} \frac{(h_1 h_2^2 - h_2 h_1^2)}{(h_1 - h_2)} \right] + z \frac{(U_1 - U_2)}{(h_1 - h_2)} + \frac{(h_1 U_2 - h_2 U_1)}{(h_1 - h_2)} \quad (2.56)$$

Impondo as condições fronteira anteriormente descritas para a velocidade na direcção Oy, e procedendo de forma idêntica à que foi usada para a obtenção da velocidade em Ox, obtém-se as equações do gradiente de velocidade e de velocidade na direcção Oy:

$$\frac{\partial v}{\partial z} = \frac{1}{2\eta} \frac{\partial p}{\partial y} \left[2z - \frac{(h_1^2 - h_2^2)}{(h_1 - h_2)} \right] + \frac{(V_1 - V_2)}{(h_1 - h_2)} \quad (2.57)$$

$$v = \frac{z}{2\eta} \frac{\partial p}{\partial y} \left[z - \frac{(h_1^2 - h_2^2)}{(h_1 - h_2)} - \frac{1}{z} \frac{(h_1 h_2^2 - h_2 h_1^2)}{(h_1 - h_2)} \right] + z \frac{(V_1 - V_2)}{(h_1 - h_2)} + \frac{(h_1 V_2 - h_2 V_1)}{(h_1 - h_2)} \quad (2.58)$$

2.2.5. A equação da continuidade

O princípio da conservação da massa impõe que o caudal de saída de massa de um volume de fluido deve ser igual à diminuição de massa no volume de controlo [42]. Tendo em consideração o elemento de volume representado na Figura 2.5, o caudal de massa por unidade de tempo e área, através de uma superfície, é o produto da velocidade, normal à superfície, pela densidade. Assim, a componente na direcção Ox do caudal mássico por unidade de área no centro do volume é ρu . Este fluxo, no entanto modifica-se de ponto para ponto como indicado na Figura 2.5.

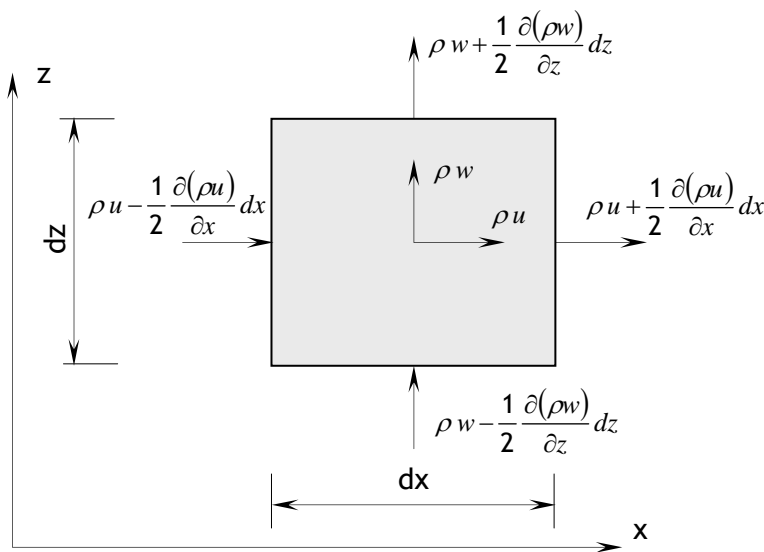


Figura 2.5- Balanço de um escoamento mássico através de um elemento de volume no plano OXZ.

O fluxo mássico de saída por unidade de tempo é então

$$\left[\rho u + \frac{1}{2} \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} dx \right] dz + \left[\rho w + \frac{1}{2} \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} dz \right] dx - \left[\rho u - \frac{1}{2} \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} dx \right] dz - \left[\rho w - \frac{1}{2} \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} dz \right] dx \quad (2.59)$$

e deverá ser igual ao decréscimo de massa no interior do volume de controlo

$$-\frac{\partial \rho}{\partial t} dx dz \quad (2.60)$$

Introduzindo a direcção Oy, igualando as duas quantidades e simplificando a equação, obtém-se a equação da continuidade:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w) = 0 \quad (2.61)$$

Integrando a equação (2.61) entre as duas superfícies, a equação da continuidade fica representada por ([10], [37], [42] e [75]):

$$\int_{h_2}^{h_1} \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w) \right] dz = 0 \quad (2.62)$$

A equação de Reynolds é agora obtida pela introdução das equações de gradiente de velocidade e de velocidade nas direcções Ox e Oy, na equação (2.62).

A integração da equação (2.62) implica o cálculo dos seguintes quatro integrais:

$$1) \int_{h_2}^{h_1} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} \right) dz \quad (2.63)$$

$$2) \int_{h_2}^{h_1} \left[\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) \right] dz \quad (2.64)$$

$$3) \int_{h_2}^{h_1} \left[\frac{\partial}{\partial y}(\rho v) \right] dz \quad (2.65)$$

$$4) \int_{h_2}^{h_1} \left[\frac{\partial}{\partial z}(\rho w) \right] dz \quad (2.66)$$

Para tal é necessário apelar à regra de Leibnitz para derivação de integrais que aplicada à expressão (2.62) conduz a:

$$\begin{aligned} \int_{h_2}^{h_1} \frac{\partial}{\partial x} [f(x, y, z, t)] dz &= \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \int_{h_2}^{h_1} [f(x, y, z, t)] dz \right\} - f(x, y, h_1, t) \frac{\partial h_1}{\partial x} + \\ &+ f(x, y, h_2, t) \frac{\partial h_2}{\partial x} \end{aligned} \quad (2.67)$$

Assumindo que ρ (massa volúmica do lubrificante) é um valor médio ao longo da espessura do filme lubrificante (como considerado para a viscosidade η), as equações (2.63) e (2.66) podem ser integradas directamente, obtendo-se:

$$\int_{h_2}^{h_1} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} \right) dz = (h_1 - h_2) \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (2.68)$$

e

$$\int_{h_2}^{h_1} \left[\frac{\partial}{\partial z} (\rho w) \right] dz = \rho (W_1 - W_2) \quad (2.69)$$

A equação (2.64) é resolvida pela aplicação da regra de Leibnitz, originando:

$$\begin{aligned} \int_{h_2}^{h_1} \frac{\partial}{\partial x} (\rho u) dz &= -(\rho u)_{z=h_1} \frac{\partial h_1}{\partial x} + (\rho u)_{z=h_2} \frac{\partial h_2}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\int_{h_2}^{h_1} (\rho u) dz \right] = \\ &= -\rho U_1 \frac{\partial h_1}{\partial x} + \rho U_2 \frac{\partial h_2}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho \int_{h_2}^{h_1} u dz \right] \end{aligned} \quad (2.70)$$

Procedendo de forma similar, a equação (2.65) toma a forma:

$$\begin{aligned} \int_{h_2}^{h_1} \frac{\partial}{\partial y} (\rho v) dz &= -(\rho v)_{z=h_1} \frac{\partial h_1}{\partial y} + (\rho v)_{z=h_2} \frac{\partial h_2}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} \left[\int_{h_2}^{h_1} (\rho v) dz \right] \\ &= -\rho V_1 \frac{\partial h_1}{\partial y} + \rho V_2 \frac{\partial h_2}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} \left[\rho \int_{h_2}^{h_1} v dz \right] \end{aligned} \quad (2.71)$$

Os integrais representados pelas equações (2.70) e (2.71), são os caudais volúnicos por unidade de comprimento nas direcções Ox e Oy:

$$q_{vx} = \int_{h_2}^{h_1} u dz \quad (2.72)$$

$$q_{vy} = \int_{h_2}^{h_1} v dz \quad (2.73)$$

Utilizando as equações das velocidades anteriormente obtidas, (2.56) e (2.58), os caudais em Ox e Oy podem ser descritos por:

$$q_{vx} = \int_{h_2}^{h_1} u dz = -\frac{1}{12\eta} \frac{\partial p}{\partial x} (h_1 - h_2)^3 + \frac{1}{2} (U_1 + U_2) (h_1 - h_2) \quad (2.74)$$

e

$$q_{vy} = \int_{h_2}^{h_1} v dz = -\frac{1}{12\eta} \frac{\partial p}{\partial y} (h_1 - h_2)^3 + \frac{1}{2} (V_1 + V_2) (h_1 - h_2) \quad (2.75)$$

Substituindo as equações dos caudais volúmicos nas equações (2.70) e (2.71), e com estas duas últimas equações mais as duas equações (2.68) e (2.69) fazendo a sua substituição na equação da continuidade (2.62), obtém-se finalmente a equação de Reynolds com a forma:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\rho}{12\eta} \frac{\partial p}{\partial x} (h_1 - h_2)^3 \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\rho}{12\eta} \frac{\partial p}{\partial y} (h_1 - h_2)^3 \right] = \\ & = \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\rho}{2} (U_1 + U_2) (h_1 - h_2) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\rho}{2} (V_1 + V_2) (h_1 - h_2) \right] - \\ & - \rho \left(U_1 \frac{\partial h_1}{\partial x} + V_1 \frac{\partial h_1}{\partial y} - W_1 \right) + \rho \left(U_2 \frac{\partial h_2}{\partial x} + V_2 \frac{\partial h_2}{\partial y} - W_2 \right) + (h_1 - h_2) \frac{\partial \rho}{\partial t} \end{aligned} \quad (2.76)$$

A partir da definição de derivada total,

$$Dh_i = \frac{\partial h_i}{\partial t} dt + \frac{\partial h_i}{\partial x} dx + \frac{\partial h_i}{\partial y} dy \quad (2.77)$$

podem ser definidas as velocidades das superfícies na direcção Oz:

$$W_1 = \frac{\partial h_1}{\partial t} + U_1 \frac{\partial h_1}{\partial x} + V_1 \frac{\partial h_1}{\partial y} \quad (2.78)$$

e

$$W_2 = \frac{\partial h_2}{\partial t} + U_2 \frac{\partial h_2}{\partial x} + V_2 \frac{\partial h_2}{\partial y} \quad (2.79)$$

Substituindo as equações (2.78) e (2.79) na equação de Reynolds (2.76) esta pode ser reescrita na forma:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\rho}{12\eta} \frac{\partial p}{\partial x} (h_1 - h_2)^3 \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\rho}{12\eta} \frac{\partial p}{\partial y} (h_1 - h_2)^3 \right] = \\ & = \frac{(U_1 + U_2)}{2} \frac{\partial}{\partial x} [\rho(h_1 - h_2)] + \frac{(V_1 + V_2)}{2} \frac{\partial}{\partial y} [\rho(h_1 - h_2)] + \\ & + \rho \frac{\partial h_1}{\partial t} - \rho \frac{\partial h_2}{\partial t} + (h_1 - h_2) \frac{\partial \rho}{\partial t} \end{aligned} \quad (2.80)$$

Ou ainda,

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\rho}{12\eta} \frac{\partial p}{\partial x} (h_1 - h_2)^3 \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\rho}{12\eta} \frac{\partial p}{\partial y} (h_1 - h_2)^3 \right] = \\ & = \frac{(U_1 + U_2)}{2} \frac{\partial}{\partial x} [\rho(h_1 - h_2)] + \frac{(V_1 + V_2)}{2} \frac{\partial}{\partial y} [\rho(h_1 - h_2)] + \frac{\partial}{\partial t} [\rho(h_1 - h_2)] \end{aligned} \quad (2.81)$$

Descrevendo a geometria do filme lubrificante pela nova variável $h = h_1 - h_2$, a equação de Reynolds fica com a seguinte configuração:

$$\boxed{\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\rho}{12\eta} \frac{\partial p}{\partial x} h^3 \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\rho}{12\eta} \frac{\partial p}{\partial y} h^3 \right] = \frac{(U_1 + U_2)}{2} \frac{\partial}{\partial x} (\rho h) + \frac{(V_1 + V_2)}{2} \frac{\partial}{\partial y} (\rho h) + \frac{\partial}{\partial t} (\rho h)} \quad (2.82)$$

Para uma dada geometria a equação de Reynolds permite obter a correspondente distribuição de pressão, conhecidas as velocidades das superfícies U_1 , U_2 , V_1 e V_2 , a viscosidade dinâmica e a massa volúmica do lubrificante, juntamente com a condição fronteira de não cavitação:

$$\forall t \text{ e } \forall x, y, \quad p(x, y, t) \geq 0 \quad (2.83)$$

2.3. A GEOMETRIA DO FILME LUBRIFICANTE

O fluido lubrificante na vizinhança da zona do contacto é arrastado para o seu interior, adquirindo a forma das superfícies, ficando submetido ao esmagamento e ao corte. Estes efeitos são produzidos pela carga e pelas velocidades impostas aos sólidos em contacto. A pressão vai aumentando no interior do fluido à medida que este avança no interior do contacto. O efeito do aumento da pressão é, por sua vez, transmitido às superfícies impondo a alteração da sua geometria inicial, através da deformação elástica das mesmas.

Atendendo à Figura 2.6, a geometria do filme lubrificante pode ser definida por:

$$h(x, y, t) = h_1(x, y, t) - h_2(x, y, t) \quad (2.84)$$

com

$$h_1(x, y, t) = h_{c1}^0(t) + h_1^0(x, y, t) + \bar{u}_{z1}(x, y, t) \quad (2.85)$$

$$h_2(x, y, t) = h_{c2}^0(t) + h_2^0(x, y, t) + \bar{u}_{z2}(x, y, t) \quad (2.86)$$

sendo

- h_1 e h_2 - as geometrias deformadas das superfícies 1 e 2,
- h_{c1}^0 e h_{c2}^0 - a espessura no centro das superfícies 1 e 2 não deformadas,
- h_1^0 e h_2^0 - as geometrias não deformadas das superfícies 1 e 2,
- \bar{u}_{z1} e \bar{u}_{z2} - os deslocamentos elásticos das superfícies 1 e 2,

A Figura 2.6 permite, ainda, escrever as seguintes relações:

$$h_{c1}^0(t) = h_{c1}(t) - \bar{u}_{c1}(t) \quad (2.87)$$

e

$$h_{c2}^0(t) = h_{c2}(t) - \bar{u}_{c2}(t) \quad (2.88)$$

podendo a equação (2.84) ser reescrita como

$$h(x, y, t) = \left[h_{c1}(t) - h_{c2}(t) \right] + \left[(\bar{u}_{z1}(x, y, t) - \bar{u}_{c1}(t)) - (\bar{u}_{z2}(x, y, t) - \bar{u}_{c2}(t)) \right] + \left[h_1^0(x, y, t) - h_2^0(x, y, t) \right] \quad (2.89)$$

Agrupando os termos obtém-se:

$$h(x, y, t) = h_c(t) + \left[\bar{u}_z(x, y, t) - \bar{u}_c(t) \right] + h^0(x, y, t) \quad (2.90)$$

onde h_c representa a espessura do filme lubrificante no centro do contacto, \bar{u}_z a diferença de deslocamentos entre dois pontos das duas superfícies, \bar{u}_c a diferença de deslocamentos entre os dois pontos das duas superfícies no centro do contacto ($\bar{u}_c = \bar{u}_{c1} - \bar{u}_{c2} = \bar{u}_{z1}|_{x=0, y=0} - \bar{u}_{z2}|_{x=0, y=0}$) e h^0 a geometria não deformada na zona de contacto.

Para a manipulação da equação (2.90) é agora necessário poder calcular a diferença de deslocamentos ($\bar{u}_z(x, y, t) = \bar{u}_{z1}(x, y, t) - \bar{u}_{z2}(x, y, t)$) que é desenvolvida a seguir.

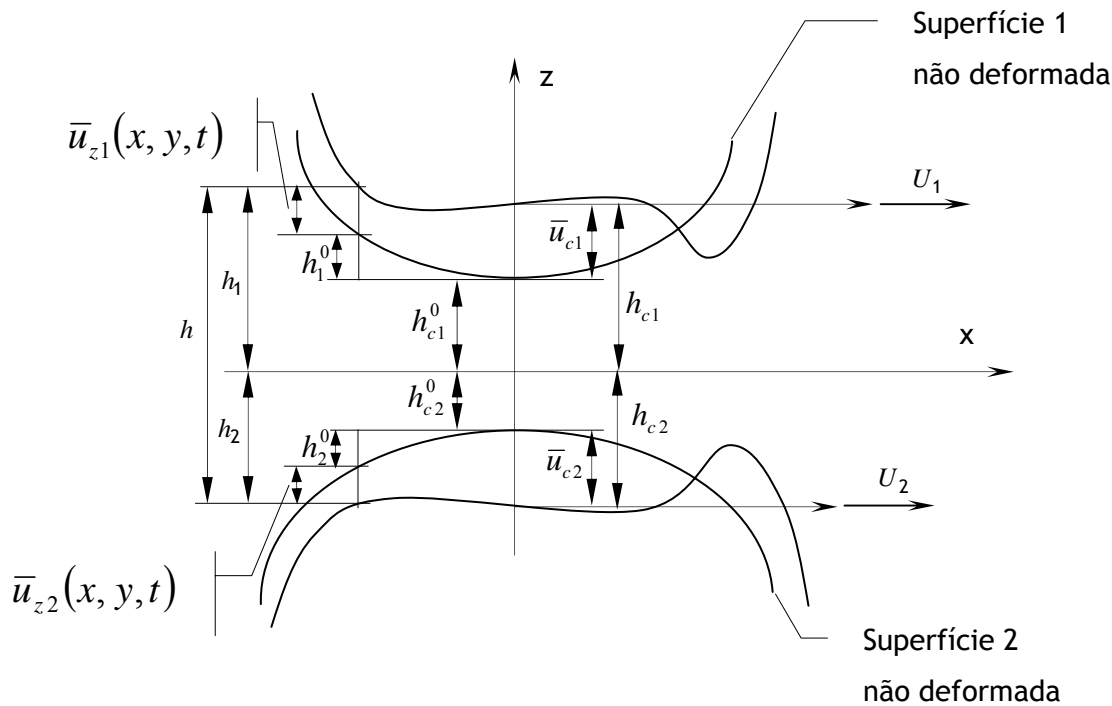


Figura 2.6- Geometria do filme lubrificante no plano Oxz.

2.3.1. A deformação elástica dos corpos em contacto

A distribuição de pressão aplicada às superfícies é muito concentrada na zona de contacto, decrescendo muito rapidamente com a distância ao centro do contacto. Nestas condições, e atendendo a que as dimensões dos sólidos em contacto são muito grandes, quando comparadas com as dimensões da zona de contacto, as tensões e as deformações podem ser calculadas, com uma boa aproximação, considerando cada corpo como um sólido elástico semi-infinito, isto é, um semi-espaco elástico. Isto torna então possível a utilização da teoria da elasticidade desenvolvida para os semi-espacos elásticos ([55] e [83]).

2.3.1.1. Contacto Linear

Um contacto entre dois corpos designa-se por linear quando a tangente comum aos dois corpos corresponde ao lugar geométrico do conjunto de pontos comuns às superfícies dos dois corpos, formando a linha inicial de contacto (ver Figura 2.2, para $R_{1y} = R_{2y} = \infty$). Os exemplos práticos mais comuns deste tipo de contactos são: o contacto entre dois dentes de uma engrenagem cilíndrica de dentes paralelos e o contacto entre um rolo e a pista interior de um rolamento. Nestas condições o carregamento imposto a cada superfície varia numa dada direcção e é constante na outra direcção, como representado na Figura 2.7.

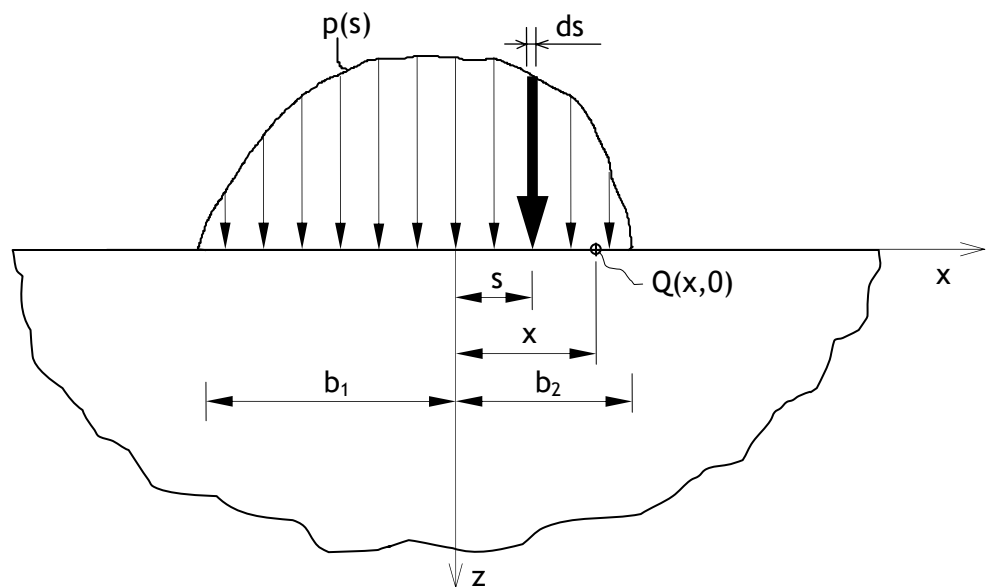


Figura 2.7- Distribuição de pressão $p(x)$ a actuar num semi-espaco elástico.

Os deslocamentos das superfícies são obtidos mediante os seguintes pressupostos: cada corpo é considerado como um semi-espaco elástico, a solicitação é considerada infinitamente longa segundo a direcção Oy, está aplicada na largura $(b_1 + b_2)$ na direcção Ox e admite-se um estado plano de deformação ($\varepsilon_y = 0$). Assim, o deslocamento normal (\bar{u}_z) de um ponto Q da superfície sujeita a uma distribuição de pressão $p(s)$, é dado por ([55] e [83]):

$$\bar{u}_{zi}(x, t) = -\frac{2(1-\nu_i^2)}{\pi E_i} \int_{-b_1}^{b_2} p(s, t) \ln|x-s| ds + C \quad (2.91)$$

No caso de um contacto linear entre dois corpos elásticos cujas superfícies ficam submetidas à mesma distribuição de pressão, a diferença de deslocamentos a introduzir na equação (2.90) é:

$$\bar{u}_z(x, t) = \bar{u}_{z1}(x, t) - \bar{u}_{z2}(x, t) = -\left(\frac{2(1-\nu_1^2)}{\pi E_1} + \frac{2(1-\nu_2^2)}{\pi E_2} \right) \int_{-b_1}^{b_2} p(s, t) \ln|x-s| ds + C \quad (2.92)$$

e que pode ser simplificada, recorrendo à definição de módulo de elasticidade equivalente para dois sólidos em contacto

$$E' = 2 \left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2} \right)^{-1}, \quad (2.93)$$

$$\bar{u}_z(x, t) = -\frac{2}{\pi E'} \int_{-b_1}^{b_2} p(s, t) \ln(x-s)^2 ds + C'$$

(2.94)

2.3.1.2. Contacto Pontual

O contacto é designado por pontual quando a tangente comum aos dois corpos possui um único ponto comum às superfícies dos dois sólidos (ver Figura 2.2). Os exemplos práticos mais comuns, de contactos pontuais, podem ser referidos: o contacto entre dois dentes de uma engrenagem cilíndrica de dentado recto com “bombeado” e o contacto entre uma esfera e a pista interior de um rolamento. Nestas condições, a superfície de cada corpo fica submetida a uma distribuição de pressão $p(x,y)$ aplicada sobre uma dada área S . Considerando cada corpo equivalente a um semi-espaco elástico, como representado na Figura 2.8, fica submetido a um estado triaxial de tensões. O deslocamento normal (\bar{u}_z) de qualquer ponto à superfície, $Q(x,y,0)$, é definido por ([55] e [83]):

$$\bar{u}_z = \frac{(1-\nu^2)}{\pi E} \int_S \frac{p(\xi, \zeta)}{\sqrt{(\xi-x)^2 + (\zeta-y)^2}} d\xi d\zeta \quad (2.95)$$

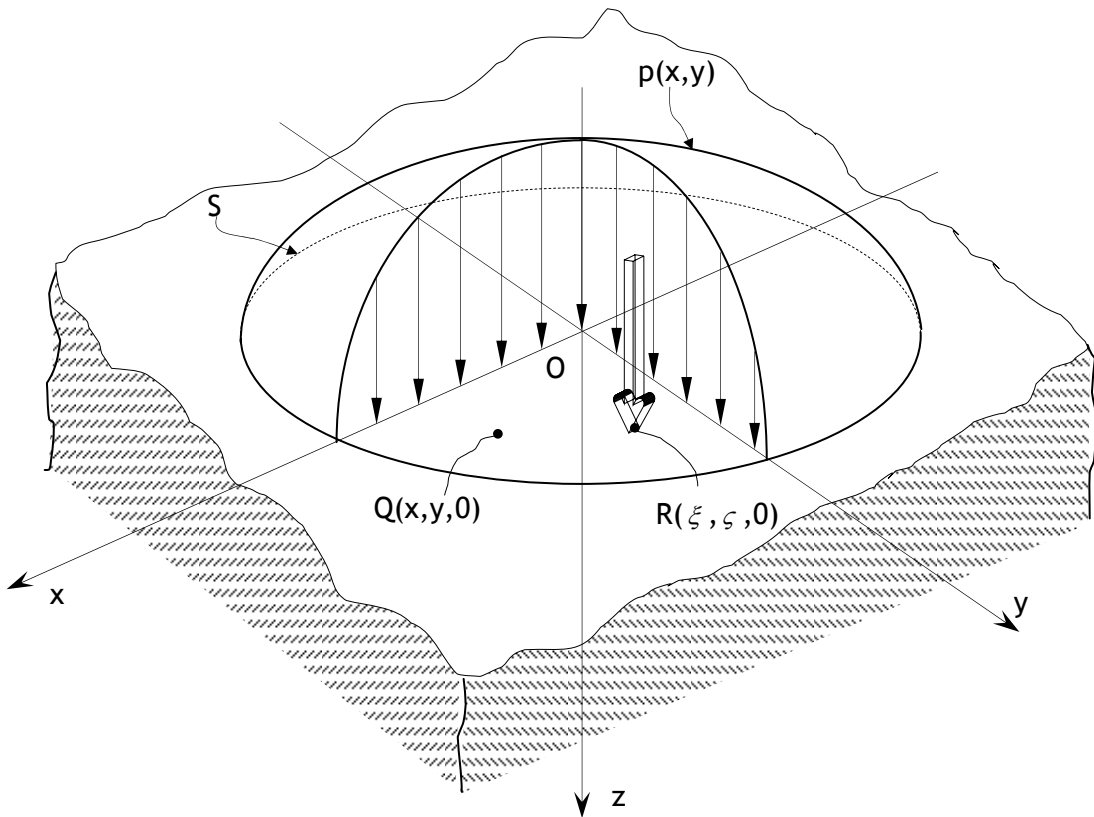


Figura 2.8- Distribuição de pressão superficial $p(x,y)$ aplicada a um semi-espaco elástico.

Para o um contacto elíptico entre dois corpos elásticos cujas superfícies ficam submetidas à mesma distribuição de pressão, a diferença de deslocamentos a introduzir na equação (2.90) é dada por:

$$\begin{aligned}\bar{u}_z(x, y, t) &= \bar{u}_{z1}(x, y, t) - \bar{u}_{z2}(x, y, t) = \\ &= \left(\frac{2(1-\nu_1^2)}{\pi E_1} + \frac{2(1-\nu_2^2)}{\pi E_2} \right) \int_S \frac{p(\xi, \zeta, t)}{\sqrt{(\xi-x)^2 + (\zeta-y)^2}} d\xi d\zeta\end{aligned}\quad (2.96)$$

podendo ser simplificada recorrendo à definição de módulo de Young equivalente E' (2.93),

$$\bar{u}_z(x, y, t) = \frac{2}{\pi E'} \int_S \frac{p(\xi, \zeta, t)}{\sqrt{(\xi-x)^2 + (\zeta-y)^2}} d\xi d\zeta \quad (2.97)$$

2.4. EQUILÍBRIO DE FORÇAS NO CONTACTO

A distribuição de pressão aplicada na superfície de contacto deve equilibrar a força normal transmitida entre os dois corpos. Por isso:

$$F_z = \int_S p(x, y, t) dx dy \quad (2.98)$$

2.5. O FLUIDO LUBRIFICANTE

O lubrificante desempenha inúmeras funções, merecendo destaque a separação e a redução do atrito entre as superfícies de elementos de máquinas. Como as superfícies estão submetidas a velocidades de rolamento e escorregamento, o lubrificante irá, também, ficar sujeito a variações de pressão, temperatura e velocidades de deformação. São então necessárias equações que descrevam o comportamento reológico do lubrificante no interior do contacto, isto é, que estabeleçam a relação entre as tensões aplicadas e as velocidades de deformação resultantes, também designadas por leis constitutivas. Na zona de alta pressão o lubrificante pode atingir pressões até 4GPa em menos de 1ms, e as espessuras do filme são da ordem dos 100nm com velocidades de deformação que podem atingir os 10^8s^{-1} [3].

Sendo as condições anteriores de difícil concretização em laboratório, com o objectivo da caracterização os fluidos lubrificantes, são utilizadas, frequentemente, máquinas de discos como reómetros. Desta forma, é possível solicitar o lubrificante entre dois discos com velocidades independentemente controladas, conseguindo a medição do coeficiente de atrito no contacto, podendo, assim, caracterizar-se o lubrificante. No entanto, é de salientar que no interior do contacto entre os dois discos existem variações de pressão, de temperatura e, nomeadamente, do coeficiente de atrito, sendo os valores lidos ou obtidos nestes ensaios valores médios para a globalidade do contacto.

2.5.1. Comportamentos Reológicos

2.5.1.1. Newtoniano

O atrito entre duas superfícies que estão completamente separadas por uma película de filme lubrificante é devido exclusivamente ao atrito interno no fluido. Tal propriedade é designada por viscosidade. Newton, em 1687, definiu assim a viscosidade de um líquido como sendo a relação expressa pela equação:

$$\eta = \frac{\tau}{\dot{\gamma}} \quad (2.99)$$

onde τ representa a tensão de corte aplicada ao fluido (N/m^2), $\dot{\gamma}$ a velocidade de deformação imposta (s^{-1}) e η a viscosidade dinâmica ou absoluta (N.s/m^2). As características de um fluido Newtoniano estão patentes na Figura 2.9.

O conceito de um fluido Newtoniano foi aplicado por Crook (1963), considerando a viscosidade dependente da pressão e da temperatura, para a determinação do atrito em contactos com baixa pressão e para fluidos de pequena viscosidade. Este conceito mostrou-se inadequado para valores de pressão relativamente pequenos [3].

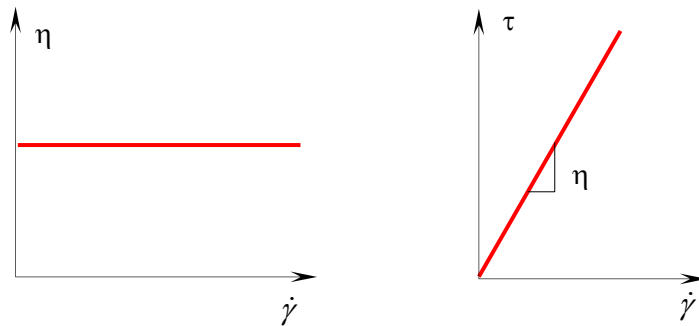


Figura 2.9- Modelo Newtoniano.

Assim, o comportamento Newtoniano ocorre apenas para baixas pressões, temperaturas elevadas e para filmes lubrificantes espessos, ficando a relação entre a tensão de corte e a velocidade de deformação definida por [31]:

$$\dot{\gamma} = \frac{\tau}{\eta(p, T)} \quad (2.100)$$

A hipótese de considerar um comportamento Newtoniano do lubrificante é válida quando se pretende determinar a espessura do filme lubrificante em contactos EHD. Esta mesma hipótese falha completamente quando se pretende estimar as forças de atrito envolvidas neste tipo de contactos ([3] e [82]).

2.5.1.2. Viscoso não linear

Quando as velocidades de deformação impostas ao filme lubrificante são elevadas e as correspondentes tensões de corte (Newtonianas) ultrapassam a designada tensão de referência do lubrificante (τ_0), o comportamento linear proposto pela lei de Newton deixa de se verificar. Bell et al. (1962) consideraram a aplicação do modelo de Ree-Eyring [3], no qual a tensão de corte e a velocidade de deformação de corte relacionam-se pela expressão ([3] e [31]):

$$\dot{\gamma} = \frac{\tau_0}{\eta(p, T)} \sinh\left(\frac{\tau}{\tau_0}\right) \quad (2.101)$$

2.5.1.3. Visco elástico não linear

O número de Deborah estabelece a relação entre o tempo de relaxação do fluido (η/G_F) e o tempo de passagem de um elemento de fluido através do contacto ($2a/U_M$) ([56] e [33]):

$$D = \frac{(\eta/G_F)}{(2a/U_M)} \quad (2.102)$$

Valores elevados de pressão conduzem a tempos de relaxação (η/G_F) elevados e valores elevados da velocidade de rolamento conduzem a tempos de passagem ($2a/U_M$) reduzidos, originando em ambos os casos valores elevados do número de Deborah, o que corresponde a um aumento significativo da importância do comportamento elástico do filme lubrificante.

Para o modelo visco elástico não linear considera-se que a velocidade de deformação do lubrificante tem duas componentes, uma elástica e outra viscosa não linear, isto é,

$$\dot{\gamma} = \dot{\gamma}_e + \dot{\gamma}_v \quad (2.103)$$

de acordo com o modelo de Maxwell, proposto por Johnson e Tevaarwerk ([31] e [82]):

$$\dot{\gamma} = \frac{\dot{\tau}}{G_F(p, T)} + \frac{\tau_0}{\eta(p, T)} \sinh\left(\frac{\tau}{\tau_0}\right) \quad (2.104)$$

2.5.1.4. Visco plástico

Para as pressões muito elevadas e admitindo que o lubrificante se mantenha no domínio elástico, isto é, comportando-se como um sólido amorfo, a resposta a uma pequena deformação de corte é governada pelo módulo elástico de corte (G_F). A determinada altura, quando atingida a tensão de corte limite (τ_L), o lubrificante cede aumentando a sua deformação sem aumento da tensão de corte, como um sólido perfeitamente plástico. Este comportamento é descrito pelas equações de Plandtl-Reuss para um material elástico-perfeitamente plástico [31]:

$$\tau = G_F(p, T)\gamma \quad \Leftarrow \quad \gamma \leq \tau_L / G_F(p, T) \quad (2.105)$$

e

$$\tau = \tau_L \quad \Leftarrow \quad \gamma > \tau_L / G_F(p, T) \quad (2.106)$$

Como se constata pelas equações (2.105) e (2.106), e pelas Figura 2.10 e Figura 2.11, existe uma descontinuidade na transição elástico-plástico. Baseados em resultados experimentais Bair e Winer [1] e [2], chegaram à conclusão que esses podem ser descritos razoavelmente com uma simples função logaritmo natural. A introdução dessa função, como a parte viscosa, no modelo visco elástico de Maxwell, equação (2.104), obtém-se um modelo de Maxwell modificado:

$$\dot{\gamma} = \frac{\dot{\tau}}{G_F(p, T)} - \frac{\tau_L}{\eta(p, T)} \ln\left(\frac{\tau}{\tau_L}\right) \quad (2.107)$$

Na equação (2.107) a tensão de corte limite, τ_L , é função da pressão e da temperatura, tal como G_F e η .

2.5.1.5. Curvas características dos diferentes comportamentos reológicos

A máquina de discos, como já foi referido anteriormente, é utilizada como um reómetro na caracterização de lubrificantes, sendo possível obter diferentes parâmetros reológicos desses mesmos lubrificantes [3] e [33]. O procedimento habitual numa máquina de discos é:

- impor uma carga constante (F_N),
- manter constante a velocidade de rolamento $U_M = (U_1 + U_2)/2$,
- variar a velocidade de escorregamento ($U_1 - U_2$),
- manter constante a temperatura de alimentação do lubrificante.

Este procedimento conduz a:

- considerar a pressão constante e igual à pressão média no contacto, $\frac{F_N}{A_c}$
- manter constante a espessura do filme lubrificante h definida, por exemplo, pela equação de Dowson e Higginson [23],
- a velocidade de deformação ($\dot{\gamma}$) é definida por $\dot{\gamma} = \frac{(U_1 - U_2)}{h}$,
- a tensão de corte média no contacto é definida por $\bar{\tau} = \frac{F_T}{A_c}$

Nestas condições é possível determinar as curvas de variação da tensão de corte instalada no lubrificante com a velocidade de escorregamento. As designadas curvas de tracção do lubrificante são obtidas em condições de temperatura constante e pressão constante, igual ao valor médio existente no contacto.

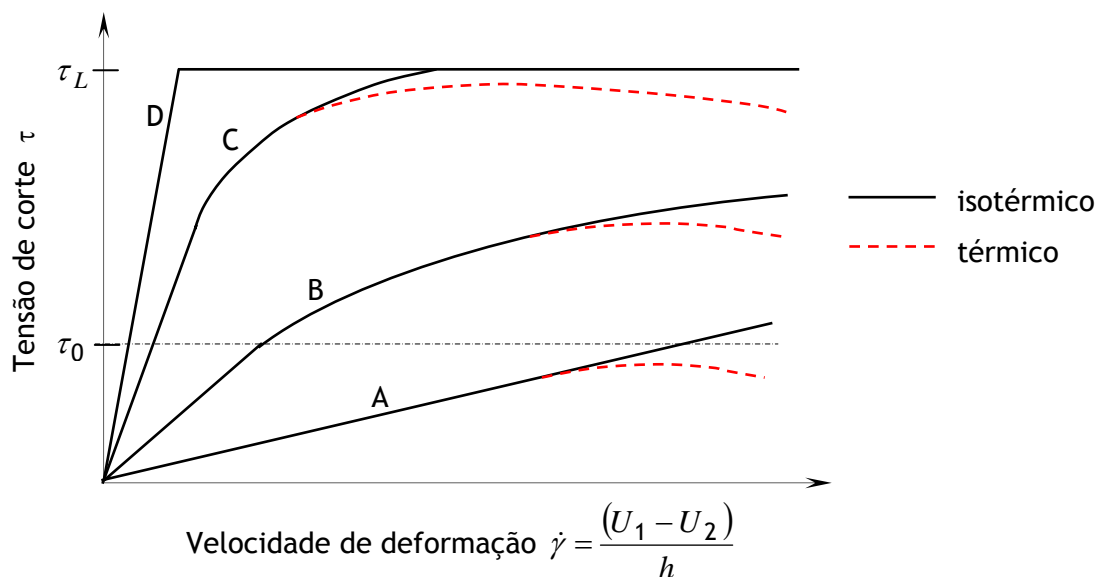


Figura 2.10- Curvas de tracção típicas previstas pelos modelos descritos [33].

Na Figura 2.10 estão representadas as diferentes curvas de tracção correspondentes aos modelos descritos anteriormente em condições isotérmicas. Assim, admitindo que o número de Deborah D é muito menor do que a unidade e que as tensões de corte não atingem o valor da tensão de corte de referência (τ_0), o lubrificante deve comportar-se como um fluido Newtoniano, o que conduz a uma relação linear entre as tensões de corte e a velocidade de deformação no lubrificante (curva A).

Continuando a admitir valores de D ainda muito inferiores à unidade, levando a desprezar os efeitos elásticos (equivalente a desprezar o primeiro termo da equação (2.104)), mas admitindo que os valores das tensões de corte atingem e ultrapassam o valor de τ_0 , a curva de tracção do lubrificante irá seguir um comportamento do tipo de Ree-Eyring, como o representado pela curva B. Neste caso, para um determinado valor elevado de velocidade de deformação, poderá ser atingida a tensão limite mas sem a ultrapassar.

Com o aumento do valor de D , a partir da unidade, a parte linear da curva de tracção é cada vez mais influenciada pela componente elástica que aparece na equação (2.104), de tal forma que quando D é muito superior à unidade o comportamento linear é completamente elástico (curva C). Para um determinado valor de velocidade de deformação, as tensões de corte atingem o valor da tensão de referência, levando ao aparecimento do comportamento não linear viscoso. A existência da tensão de corte limite do lubrificante vai impor um “tecto” à evolução das tensões de corte, como mostra a evolução da curva C.

No caso da curva D, os valores do número de Deborah são muito maiores do que a unidade e a pressão também é muito elevada, a parte viscosa é pouco significativa e o comportamento do lubrificante é como o de um sólido elástico-plástico.

Após a compreensão dos diferentes comportamentos do lubrificante num contacto elastohidrodinâmico e a utilização de uma máquina de discos na determinação das propriedades reológicas do lubrificante, nas condições referidas anteriormente, Evans e Johnson [33] apontam a importância da forma de representar a evolução das tensões de corte no fluido com a variação da velocidade de deformação. Isto deve-se a um conjunto de factores inerentes aos contactos elastohidrodinâmicos que se conjugam, dificultando a determinação das propriedades pretendidas. Os factores referidos são a designada “compliance” ou deformação elástica na direcção de corte dos discos sobrestimando o valor de G_F ([31], [43] e [77]); a transição de um comportamento visco elástico para um comportamento completamente elástico pode corresponder a uma variação da velocidade de deformação de 50 vezes o valor inicial [33]; a variação da pressão no interior do contacto restringe um comportamento completamente elástico [33]. Assim, Evans e Johnson [33] admitem que para $\tau \gg \tau_0$ pode ser escrito $\sinh(\tau / \tau_0) = \frac{1}{2} \exp(\tau / \tau_0)$ e se se desprezar a componente elástica, quando comparada com a componente viscosa, a equação (2.104) pode ser reescrita como:

$$\tau \cong \tau_0 \ln \dot{\gamma} + \tau_0 \ln \left(\frac{2\eta}{\tau_0} \right) \quad (2.108)$$

Esta nova equação sugere que as curvas de tracção sejam traçadas num gráfico com abcissas em $\ln \dot{\gamma}$. Fazendo essa nova representação, as curvas de tracção tomam a forma que está patente na Figura 2.11, na qual os segmentos lineares têm uma inclinação de τ_0 . Tendo inferido o valor da tensão média de referência ($\bar{\tau}_0$) da referida inclinação, pode então ser extraído o valor da viscosidade média do segundo termo da equação (2.108) que corresponde à ordenada quando $\dot{\gamma}$ é igual à unidade.

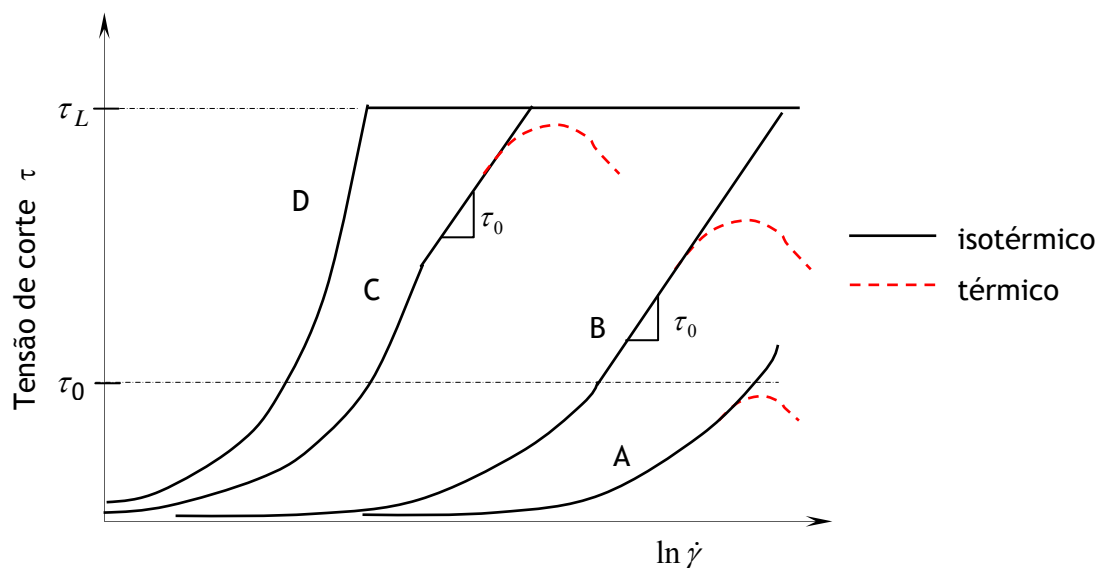


Figura 2.11- Curvas de tracção típicas previstas pelos modelos descritos com base em $\ln \dot{\gamma}$ [33].

2.5.1.6. Curvas de Tracção / Efeito da temperatura

Os gráficos da Figura 2.10 e da Figura 2.11 são representativos dos diferentes comportamentos reológicos do lubrificante em condições de temperatura constante. Nesses mesmos gráficos estão ainda representadas curvas a traço interrompido, indicando um desvio das curvas previstas, devido ao designado efeito térmico, ou seja, do aquecimento do lubrificante no interior do contacto. O efeito térmico ocorre para os valores elevados de velocidade de deformação, tendo como consequência a modificação das propriedades físicas do lubrificante e a alteração dos comportamentos reológicos e das gamas das condições de funcionamento em que se manifestam.

A curva de tracção típica de um lubrificante representa a variação do coeficiente de atrito, μ , com a taxa de escorregamento, VE, ou com a razão escorregamento/rolamento, VER, dependendo do autor, definidas por:

$$VE = \frac{|U_1 - U_2|}{(U_1 + U_2)} \quad (2.109)$$

e

$$VER = \frac{|U_1 - U_2|}{(U_1 + U_2)/2} = \frac{|U_1 - U_2|}{U_M}, \quad (2.110)$$

respectivamente, estando relacionadas entre si pela equação

$$VER = 2 \times VE. \quad (2.111)$$

De um modo geral, uma curva de tracção, como se mostra na Figura 2.12, apresenta três zonas distintas. No entanto, dependendo do tipo de lubrificante e das condições de funcionamento, uma ou mais zonas podem não estar presentes.

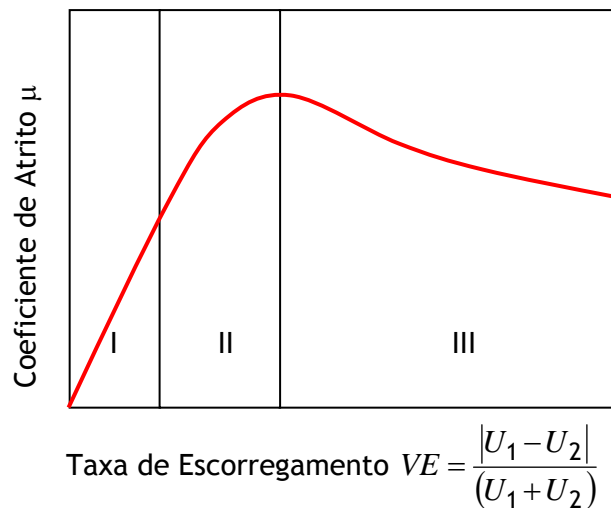


Figura 2.12- Curva de tracção típica de um óleo lubrificante: coeficiente de atrito vs taxa de escorregamento.

▪ Zona I

O coeficiente de atrito varia linearmente com a taxa de escorregamento;

As velocidades de deformação são pequenas;

A baixa pressão, o lubrificante tem um comportamento viscoso linear; a pressões mais elevadas tem um comportamento semelhante ao de um sólido elástico linear;

- Zona II

As velocidades de deformação tornam-se importantes;

A variação não linear da viscosidade com a taxa de escorregamento é explicada por um comportamento viscoso não-linear do lubrificante a baixas pressões; a altas pressões poderá passar a visco elástico ou a elasto-plástico.

As zonas I e II são normalmente consideradas típicas de um contacto isotérmico, uma vez que a potência dissipada no interior do filme lubrificante não é suficientemente elevada para promover um aumento significativo da temperatura do lubrificante e das superfícies [16].

- Zona III

Zona de predominância dos efeitos térmicos;

As elevadas velocidades de deformação impostas ao filme lubrificante promovem uma acentuada dissipação térmica, que será acompanhada de aumentos de temperatura muito significativos;

Os aumentos de temperatura verificados irão provocar uma diminuição da viscosidade do lubrificante resultando na diminuição das tensões de corte, que explicam a tendência decrescente da curva de tracção.

É necessário o conhecimento do comportamento reológico do lubrificante o qual determina as tensões de corte instaladas. São as tensões de corte que, por sua vez, irão promover o próprio aumento de temperatura no lubrificante.

2.5.2. Propriedades físicas do Lubrificante

Os diferentes modelos reológicos apresentados recorrem a propriedades do lubrificante fortemente dependentes das condições de pressão e de temperatura ao longo do contacto. Por isso, essas propriedades carecem de uma formulação matemática que descreva a sua variação no interior de um contacto EHD.

Um aspecto a salientar, quando se trata da utilização dos parâmetros reológicos, é o método utilizado na sua determinação. Estes, geralmente, dividem-se em dois tipos: métodos estacionários e métodos transitórios. No primeiro caso, nos métodos estacionários, a amostra do lubrificante é colocada a uma pressão e temperatura constantes e subsequentemente é submetida ao corte numa ou noutra direcção. Nos métodos transitórios, a pressão, a temperatura e o corte são aplicados simultaneamente num período muito curto de tempo, o que, neste caso, representa as condições de funcionamento num contacto EHD.

Os métodos estacionários utilizam células de pressão que, sendo independentes do processo inerente de um contacto EHD, permitem obter uma primeira informação sobre o lubrificante, com o principal inconveniente da restrição do nível de pressão, que poderá atingir, no máximo, valores até 1GPa.

Nos métodos transitórios, recorre-se frequentemente a ensaios em máquina de discos, como abordado no parágrafo 2.5.1.5. Os principais inconvenientes estão ligados com a pressão e, em menor extensão, com a temperatura que variam ao longo do contacto.

2.5.2.1. Viscosidade dinâmica do lubrificante

Por definição, a viscosidade é a resistência oferecida pelo lubrificante ao seu escoamento.

A viscosidade é uma das mais importantes propriedades dos lubrificantes quer na determinação da pressão e da geometria do filme lubrificante, quer nas tensões de corte no interior de um filme lubrificante, em contactos EHD. Em seguida são apresentadas três equações correntemente utilizadas para descrever a variação da viscosidade com a pressão e/ou a temperatura.

Viscosidade dinâmica de Barus

A equação original de Barus (1893), obtida a partir do ajustamento de uma curva aos valores experimentais, define a variação da viscosidade em função da pressão:

$$\eta = \eta_0 \exp(\alpha_\eta p) \quad (2.112)$$

Para que a equação (2.112) possa incluir o efeito da temperatura, esta foi modificada para a forma [49]:

$$\eta = \eta_0 \exp \left[\alpha_\eta p - \delta_\eta (T - T_0) \right] \quad (2.113)$$

Esta última relação mostrou-se inadequada para representar muitos lubrificantes, especialmente para óleos minerais a altas pressões [49]. A equação de Barus pode ainda apresentar-se com a forma, [40] e [84],

$$\eta = \eta_0 \exp \left[\alpha_\eta p + \beta_\eta \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right] \quad (2.114)$$

Viscosidade dinâmica de Roelands

Para descrever a variação da viscosidade dinâmica do lubrificante com a pressão e temperatura é utilizada a equação proposta por Roelands (1966) [70] que em unidades SI apresenta a forma [49]

$$\eta(p, T) = \eta_0 \exp(\alpha_\eta^* p), \quad (2.115)$$

com

$$\alpha_\eta^* p = [\ln(\eta_0) + 9.67] \left[\left(1 + 5.1 \times 10^{-9} p \right)^{Z_0} \left(\frac{T - 138}{T_0 - 138} \right)^{-S_0} - 1 \right], \quad (2.116)$$

onde Z_0 e S_0 são os parâmetros de Roelands definidos para cada lubrificante, considerados constantes a qualquer pressão e temperatura.

Da mesma forma como foi definido um coeficiente de piezoviscosidade equivalente, α_η^* na equação (2.116), Houpert (1985) [49] apresenta também um coeficiente de termoviscosidade equivalente β_η^* definido como:

$$\beta_\eta^* = [\ln(\eta_0) + 9.67] \left(1 + 5.1 \times 10^{-9} p \right)^{Z_0} \left[\frac{S_0}{(T_0 - 138)} \right] \quad (2.117)$$

tornando a equação de Roelands com a forma

$$\eta = \eta_0 \exp \left[\alpha_\eta^* p - \beta_\eta^* (T - T_0) \right], \quad (2.118)$$

na qual os coeficientes de piezoviscosidade α_η^* e termoviscosidade β_η^* equivalentes são função da pressão e da temperatura. Conhecidos os coeficientes de piezoviscosidade α_η e termoviscosidade β_η a baixa pressão, os parâmetros de Roelands, Z_0 e S_0 , podem ser obtidos a partir das equações [49]:

$$Z_0 = \frac{\alpha_\eta}{5.1 \times 10^{-9} (\ln(\eta_0) + 9.67)} \quad (2.119)$$

e

$$S_0 = \frac{\beta_\eta (T_0 - 138)}{\ln(\eta_0) + 9.67} \quad (2.120)$$

Roelands, no seu trabalho original [70], refere um limite de pressão de 0.5GPa para a utilização da equação (2.120). Scott Bair (1993) [4], analisa a utilização dessa equação na zona de Hertz nos contactos EHD, concluindo que é inadequada a extrapolação da equação de Roelands a partir da viscosidade e do coeficiente de piezoviscosidade obtidos à pressão ambiente.

A equação de Roelands (2.115) é também apresentada sob outra forma por outros autores [52], [71], [81] e [88]:

$$\bar{\eta}_i = \exp \left\{ [\ln(\eta_0) + 9.67] \left[-1 + \left(1 + 5.1 \times 10^{-9} P_H P_i \right)^{Z_0} \right] - \beta_\eta (T_i - T_0) \right\} \quad (2.121)$$

Viscosidade dinâmica de WLF (Volume Livre)

A equação de WLF foi originalmente proposta por Williams, Landel e Ferry (1955) para descrever a variação da viscosidade com a temperatura. Para incorporar o efeito da pressão foi modificada por Yasutomi et al. (1984) [93], apresentando-se com a forma:

$$\log \eta(p, T) = \log \eta_g - \frac{C_1 \times (T - T_g(p)) \times F(p)}{C_2 + (T - T_g(p)) \times F(p)} \quad (2.122)$$

onde C_1 (adimensional) e C_2 (°C) são constantes da equação WLF original, T_g (°C) a temperatura de transição vítrea, $T_g(p)$ (°C) e $F(p)$ são funções que descrevem, respectivamente, a variação da temperatura de transição vítrea e a variação da expansão térmica do volume livre com a pressão. Esta equação, baseada na teoria do volume livre, é comumente designada por esse mesmo nome.

Análise das equações de viscosidade

As equações apresentadas foram propostas com o intuito de descrever a variação da viscosidade do lubrificante no interior de um contacto elastohidrodinâmico, estando este submetido a variações de pressão e de temperatura. Em seguida são comparadas essas equações de viscosidade, admitindo as distribuições de pressão e de temperatura apresentadas na Figura 2.13 resultantes de um caso analisado, correspondendo a um mesmo carregamento e duas taxas de escorregamento ($VE=3.5\%$ e $VE=14\%$).

É de salientar que a análise / comparação realizada corresponde a esta situação “instantânea” de distribuição de pressão e de temperatura.

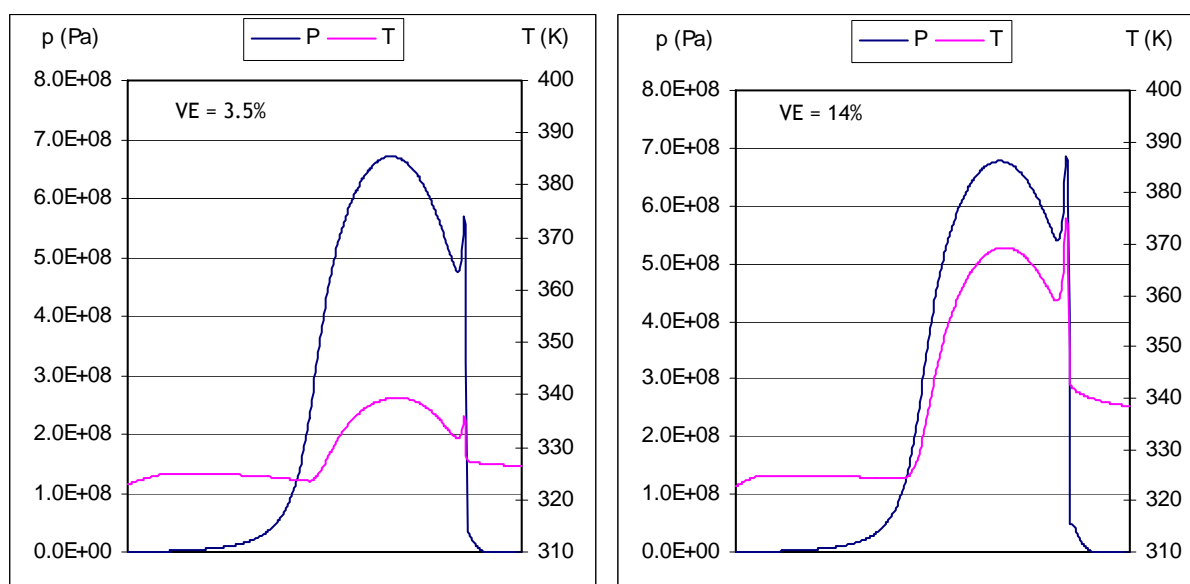


Figura 2.13- Distribuições de pressão e de temperatura para duas taxas de escorregamento diferentes (VE=3.5% e VE=14%).

Para além das distribuições de pressão e temperatura adoptadas, são utilizados dois lubrificantes referenciados por P-150 e Santotrac 50, referidos na publicação Wolff et al. (1992) [88]. Foram seleccionados estes lubrificantes por serem conhecidos todos os parâmetros necessários para a utilização das equações de viscosidade. Nos gráficos apresentados cada equação tem uma abreviatura: a equação de Barus (2.113) é “Visc Barus”, a equação de Roelands sob três formas, equação (2.115) como “Visc Roel2”, equação (2.118) como “Visc Roel3” e equação (2.121) como “Visc Roel1”, e a equação de WLF modificada (2.122) como “Visc WLF”.

Na Figura 2.14 e na Figura 2.15 são apresentadas as variações de viscosidade ao longo do contacto, correspondentes às cinco equações, para os lubrificantes P-150 e Santotrac50, respectivamente.

A equação que prevê os maiores valores de viscosidade no interior da zona de Hertz é a equação de Barus. Os valores máximos produzidos por esta equação são cerca de 10 vezes superiores quando comparados com a equação “Visc Roel1”, considerando o lubrificante P-150; e são cerca de 7.5 vezes superior quando considerado o lubrificante Santotrac 50.

Uma segunda constatação é para a equação que prevê os menores valores de viscosidade e que é diferente para os dois lubrificantes. Para o lubrificante P-150 é a equação de WLF modificada (salientar ponderação para os valores muito baixos de viscosidade obtidos por esta lei e para este lubrificante) e para o lubrificante Santotrac 50 é a equação "Visc Roel3". Isto tem a ver com os diferentes parâmetros utilizados na equação de WLF modificada que definem o comportamento / sensibilidade do lubrificante à pressão e à temperatura. Já no caso das três equações com a mesma base, as equações "Visc Roel1", "Visc Roel2" e "Visc Roel3", estas mantêm a ordem de previsão de valores de viscosidade independentemente do lubrificante. Para estas três equações a ordem de previsão, dos valores mais elevados para os valores mais baixos, é: "Visc Roel1", "Visc Roel2" e "Visc Roel3".

Um aspecto final a salientar é em relação às equações aqui definidas por "Visc Roel1" e "Visc Roel2". Como foi possível constatar, estas duas equações foram referidas por diferentes autores, como Roelands et al (1963) [70]. Nesta última análise ficaram patentes as diferenças significativas que podem ser encontradas aquando da utilização de uma ou outra equação.

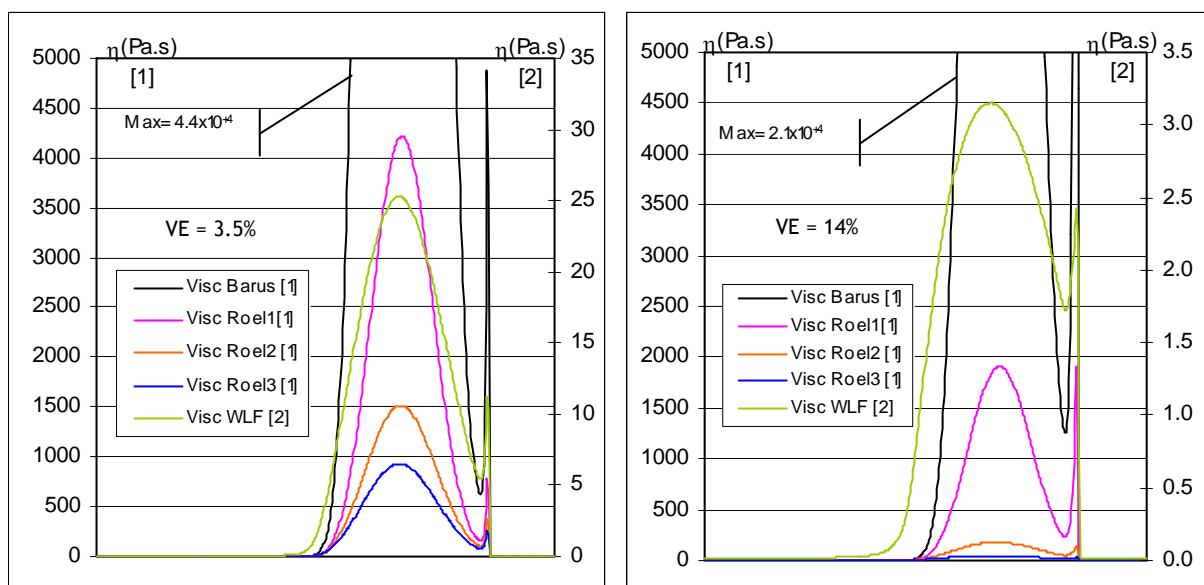


Figura 2.14- Comportamento das diferentes equações de viscosidade para o lubrificante P-150.

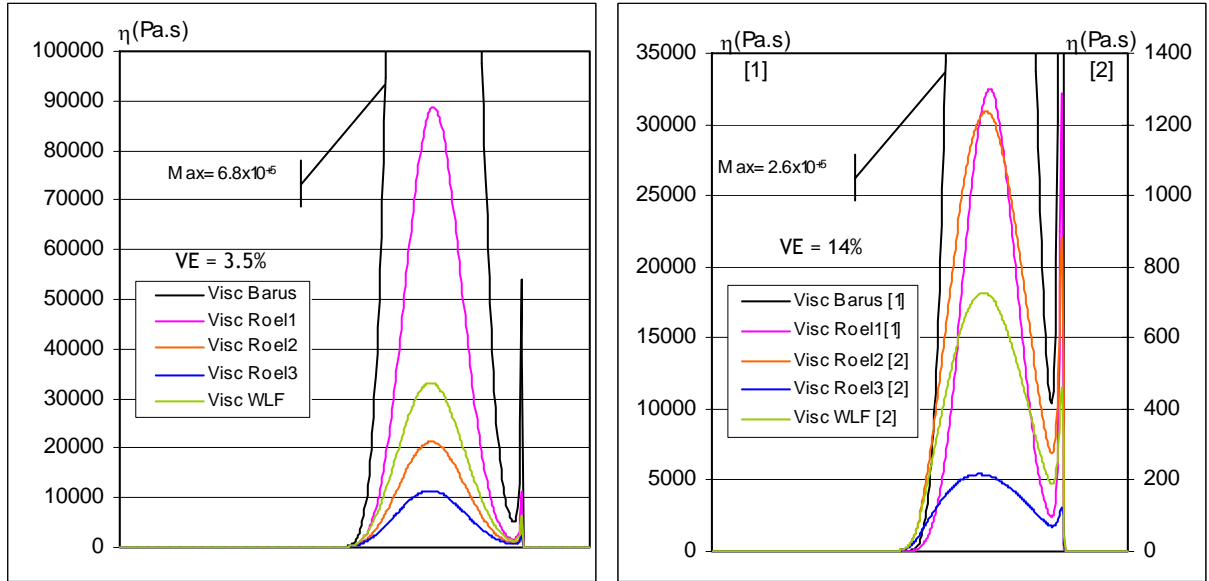


Figura 2.15- Comportamento das diferentes equações de viscosidade para o lubrificante Santotrac 50.

2.5.2.2. Massa específica do lubrificante

A equação de Dowson e Higginson [23] é quase unanimemente usada para descrever a variação da massa específica com a pressão:

$$\rho(p) = \rho_0 \left(1 + \frac{\alpha_{1\rho} p}{1 + \alpha_{2\rho} p} \right) \quad (2.123)$$

sendo ρ_0 a massa específica à pressão atmosférica e à temperatura de referência, $\alpha_{1\rho}$ e $\alpha_{2\rho}$ os coeficientes de piezodensidade, e p a pressão a que se pretende conhecer a massa específica. Esta foi obtida por aproximação a resultados experimentais para valores de pressão máxima de 0.4GPa.

A introdução da variação da massa específica com a pressão na análise da lubrificação EHD impõe alterações, quer ao nível da distribuição de pressão, quer ao nível da geometria do filme [23]. O pico de pressão, que ocorre na saída da zona de Hertz, é menos acentuado e tende a aproximar-se do centro do contacto Hertziano. No que respeita à geometria do filme lubrificante de referir três aspectos: a espessura mínima não é alterada significativamente, a geometria central plana passa a curva, mantendo-se o produto $(\rho \times h)$ aproximadamente constante, e uma transição do patamar central para a espessura mínima menos vincada (Figura 2.16).

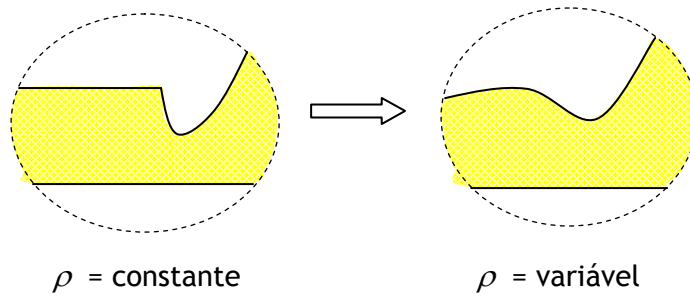


Figura 2.16- Influência da variação da massa específica com a pressão sobre a geometria do filme lubrificante.

A equação (2.124) é ainda modificada para contabilizar o efeito da temperatura [71], [51], [91], [67], [57] e [52], tomando a seguinte forma final:

$$\rho(p, T) = \rho_0 \left(1 + \frac{\alpha_{1\rho} p}{1 + \alpha_{2\rho} p} \right) \times [1 - \beta_\rho (T - T_0)] \quad (2.124)$$

onde β_ρ representa o coeficiente de termodensidade. Os valores dos parâmetros utilizados nesta equação, para alguns lubrificantes, podem ser consultados no Anexo 1.

2.5.2.3. Condutividade térmica

Baseados em resultados experimentais, obtidos por Richmond et al. (1984), relativos a um óleo mineral designado por LAD 2201, Wang et al. (1991) [85] aproximaram esses valores por uma curva definida pela seguinte equação:

$$k_F = k_{F0} + \frac{\alpha_{1k} p}{(1 + \alpha_{2k} p)} \quad (2.125)$$

onde $\alpha_{1k} = 2.14 \times 10^{-10}$ (W/m.°K.Pa), $\alpha_{2k} = 6.91 \times 10^{-10}$ (1/Pa) e $K_{F0} = 0.124$ (W/m.°K). Estas constantes foram obtidas para o lubrificante em causa e para pressões até 1.2GPa. A condutividade térmica aumenta com a pressão, tendo um efeito muito significativo no equilíbrio térmico de um contacto EHD.

Para outros valores e lubrificantes consultar o Anexo 1.

2.5.2.4. Calor específico

Na literatura analisada não foram referidas variações do calor específico do lubrificante, quer com a pressão quer com temperatura, sendo por isso considerado constante.

2.5.2.5. Módulo elástico de corte ou módulo de corte transversal

Bair e Winer [3], recorrendo a medições numa “célula de pressão”, definiram a variação do módulo de corte transversal com a pressão e a temperatura pela equação:

$$G_F = p \times (k_1 - k_2 \times T) \quad (2.126)$$

onde p e T são os valores de pressão (GPa) e temperatura (°C), respectivamente, e k_1 e k_2 são constantes para o lubrificante em análise. No caso do lubrificante sintético 5P4E os valores das constantes são $k_1=4.1$ e $k_2=0.027$. Note-se a dificuldade de usar esta expressão para valores de pressão próximos de zero.

Evans e Johnson [33] apresentam duas equações de outros dois autores, mas com a mesma forma, para a definição da variação do módulo de corte transversal com a pressão:

$$G_F = G_{F0} + k_1 \times p \quad (2.127)$$

onde $G_{F0}=0.79$ GPa e $k_1=5.0$ para um lubrificante designado por OS-139 à temperatura de 30°C obtida por Barlow et al., e $G_{F0}=0.10$ GPa e $k_1=3.0$ para um lubrificante mineral designado por LVI 260 à temperatura de 30°C obtida por Hutton et al.

Tal como para a tensão de Ree-Eyring, Houpert [48] propõe uma equação do tipo exponencial para a variação de G_F com a pressão e a temperatura:

$$G_F = G_{F0} \times \exp \left[\alpha_{G_F} \times p + \beta_{G_F} \times \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right] \quad (2.128)$$

onde G_{F0} corresponde ao módulo de corte transversal à pressão atmosférica e temperatura T_0 , α_{G_F} e β_{G_F} são os coeficientes ligados à pressão e temperatura, respectivamente.

2.5.2.6. Tensão de corte limite

No mesmo trabalho de Bair e Winer [3], referido anteriormente para a definição de G_F , é indicada uma equação para a variação da tensão de corte limite com a pressão e a temperatura, sob a forma:

$$\tau_L = \lambda(T) \times p \quad (2.129)$$

onde $\lambda(T)$ é função da temperatura. Para o lubrificante sintético 5P4E, esta função define-se como $\lambda = 0.095 - 0.00035 \times T$.

Houpert [48] também propõe uma equação do tipo exponencial para a variação da tensão limite do lubrificante com a pressão e a temperatura:

$$\tau_L = \tau_{L_0} \times \exp \left[\alpha_{\tau_L} \times p + \beta_{\tau_L} \times \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right] \quad (2.130)$$

onde τ_{L_0} corresponde à tensão de corte limite à pressão atmosférica e temperatura T_0 , α_{τ_L} e β_{τ_L} são os coeficientes ligados à pressão e temperatura, respectivamente.

Evans e Johnson [33], a partir das curvas de tracção isotérmicas correspondentes aos três lubrificantes já anteriormente referidos, indicam uma variação linear da tensão de corte limite com a pressão e em toda a gama de pressões considerada. Os mesmos autores referem ainda que, em relação à influência da temperatura, no caso do lubrificante 5P4E os resultados mostram uma independência da tensão de corte limite com a variação da temperatura; para o lubrificante Santotrac 50 os resultados apresentam uma pequena diminuição da tensão de corte limite com o aumento da temperatura; para o lubrificante HVI 650 não foi possível atingir a tensão de corte limite acima dos 40°C (temperatura limite para a realização dos ensaios) e por isso não é fornecida informação sobre a influência da temperatura.

2.5.2.7. Tensão de referência ou de Ree-Eyring

A tensão de referência ou de Ree-Eyring define o valor da tensão de corte a partir do qual o lubrificante deixa de ter um comportamento Newtoniano. O valor da tensão de referência é considerado variável com a pressão e a temperatura [33], [3] e [82].

Evans e Johnson [33] a partir das curvas de tracção isotérmicas de três lubrificantes, um mineral (HVI 650), um sintético (5P4E) e um de tracção (Santotrac 50), obtiveram gráficos de variação da tensão de Ree-Eyring com a pressão e a temperatura.

Houpert [48] propõe uma equação do tipo exponencial para a variação da tensão de Ree-Eyring com a pressão e a temperatura:

$$\tau_0 = \tau_{00} \times \exp \left[\alpha_{\tau_0} \times p + \beta_{\tau_0} \times \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right] \quad (2.131)$$

onde τ_{00} corresponde à tensão de Ree-Eyring à pressão atmosférica e à temperatura T_0 , α_{τ_0} e β_{τ_0} são os coeficientes ligados à pressão e temperatura, respectivamente.

2.5.2.8. Conclusão

Como foi possível constatar ao longo da apresentação das diferentes propriedades físicas dos lubrificantes, envolvidas na análise de contactos EHD, é disponibilizado um conjunto muito alargado de modelos e expressões. Os modelos e expressões apresentados pretendem descrever as propriedades físicas dos lubrificantes em função da pressão e temperatura, sendo obtidos de uma forma empírica baseados em resultados experimentais. Um dos principais inconvenientes na utilização destes modelos e expressões está relacionado com a sua extrapolação para as condições reais de pressão e temperatura que ocorrem no interior de um contacto EHD.

Esta falta de uma caracterização mais adequada das propriedades dos lubrificantes, para as condições de funcionamento que vigoram num contacto EHD, impõem a continuação da investigação nesta área.

2.6. EQUILÍBRIO ENERGÉTICO NO CONTACTO

Um dos aspectos mais importante no projecto de elementos mecânicos que envolvam o contacto entre sólidos, nomeadamente os contactos lubrificados EHD, é o conhecimento ou a previsão do aumento de temperatura no interior desses mesmos contactos. Com isso, será possível avaliar a nível local as propriedades do lubrificante dependentes da temperatura e a sua interacção com o comportamento reológico do lubrificante e, consequentemente, com a geometria do filme e a distribuição de pressão; a nível global será possível a determinação da dissipação energética promovida pelo contacto.

Na Figura 2.17 está esquematizado o problema térmico no interior de um contacto, pretendendo-se calcular as temperaturas no filme lubrificante assim como os fluxos de calor transmitidos às superfícies.

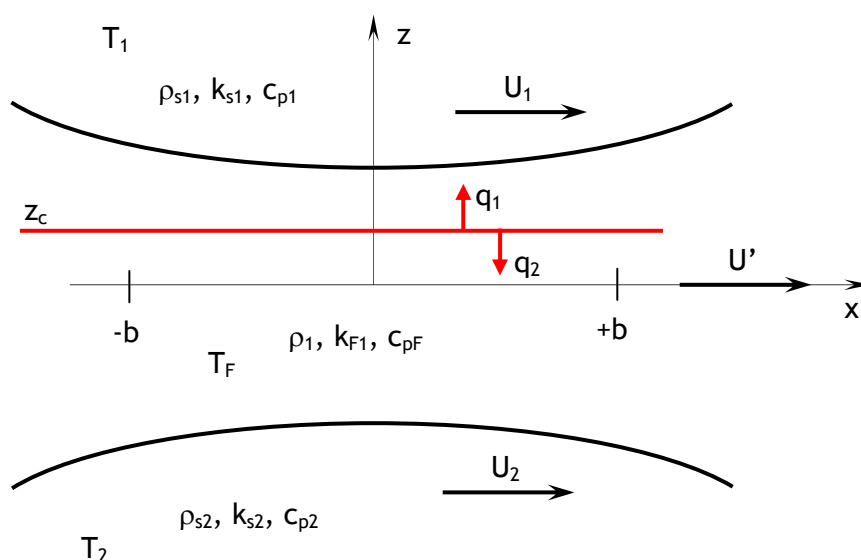


Figura 2.17- Esquematização do problema térmico de um contacto.

2.6.1. A equação da energia aplicada ao fluido lubrificante

A equação da energia aplicada ao fluido lubrificante impõe a conservação energética de cada ponto no interior do filme lubrificante. Segundo Gohar [82] a equação da energia em condições de regime permanente, de pressão constante na direcção da espessura do filme (Oz, hipótese 3 considerada para a equação de Reynolds) e na ausência de fontes de calor externas, pode ser escrita como:

$$\begin{aligned}
 & \rho \left(u \frac{\partial E}{\partial x} + v \frac{\partial E}{\partial y} + w \frac{\partial E}{\partial z} \right) + \\
 & + \rho p \left[u \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\rho} \right) + v \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\rho} \right) + w \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\rho} \right) \right] = \\
 & = \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(k_F \frac{\partial T_F}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k_F \frac{\partial T_F}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k_F \frac{\partial T_F}{\partial z} \right) \right] + \\
 & + 2\eta \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\gamma_{xz}^2 + \gamma_{yx}^2 + \gamma_{zy}^2}{2} \right) \right] + \lambda_a \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \quad (2.132)
 \end{aligned}$$

onde E representa a energia interna no ponto considerado e λ_a representa o segundo coeficiente de viscosidade (equação (2.10)). As deformações de corte são definidas por:

$$\gamma_{xz} = \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z}, \quad \gamma_{yx} = \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}, \quad \gamma_{zy} = \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \quad (2.133)$$

Conhecida a relação entre a energia interna E e a entalpia I:

$$E = I - \frac{p}{\rho} \quad (2.134)$$

pode definir-se a sua variação

$$\partial E = \partial I - \left[\frac{1}{\rho} \partial p + p \partial \left(\frac{1}{\rho} \right) \right] \quad (2.135)$$

A variação da entalpia é dada por,

$$\partial I = c_{pF} \partial T_F + \left[\frac{1}{\rho} - T_F \frac{\partial}{\partial T_F} \left(\frac{1}{\rho} \right) \right] \partial p \quad (2.136)$$

e substituindo na equação (2.135), obtém-se uma nova expressão para a variação da energia interna

$$\partial E = c_{pF} \partial T_F - T_F \frac{\partial}{\partial T_F} \left(\frac{1}{\rho} \right) \partial p - p \frac{\partial}{\partial T_F} \left(\frac{1}{\rho} \right) \quad (2.137)$$

Atendendo à definição de coeficiente de expansão térmica, β_{ρ_F} ,

$$\beta_{\rho_F} = \rho \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{1}{\rho} \right) \quad (2.138)$$

e introduzindo na equação (2.137), a variação da energia interna na direcção Ox, toma a forma

$$\frac{\partial E}{\partial x} = c_{pF} \frac{\partial T_F}{\partial x} - \left(\frac{\beta_{\rho_F}}{\rho} \right) T_F \frac{\partial p}{\partial x} - p \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\rho} \right) \quad (2.139)$$

Equações equivalentes à equação (2.139) podem ser definidas nas direcções Oy e Oz:

$$\frac{\partial E}{\partial y} = c_{pF} \frac{\partial T_F}{\partial y} - \left(\frac{\beta_{\rho_F}}{\rho} \right) T_F \frac{\partial p}{\partial y} - p \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\rho} \right) \quad (2.140)$$

$$\frac{\partial E}{\partial z} = c_{pF} \frac{\partial T_F}{\partial z} - \left(\frac{\beta_{\rho_F}}{\rho} \right) T_F \frac{\partial p}{\partial z} - p \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\rho} \right) \quad (2.141)$$

Introduzindo as equações (2.139), (2.140) e (2.141) na equação (2.132), conjugando os dois primeiros termos, simplificando e colocando os termos correspondentes ao aquecimento do lado esquerdo da equação e os termos correspondentes ao arrefecimento do lado direito, obtém-se a equação da energia com a forma:

$$\begin{aligned} & \beta_{\rho_F} T_F \left(u \frac{\partial p}{\partial x} + v \frac{\partial p}{\partial y} + w \frac{\partial p}{\partial z} \right) + \quad \text{A} \\ & + 2 \eta \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\gamma_{xz}^2 + \gamma_{yx}^2 + \gamma_{zy}^2}{2} \right) \right] + \lambda_a \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 = \text{B} \\ & = \rho c_{pF} \left(u \frac{\partial T_F}{\partial x} + v \frac{\partial T_F}{\partial y} + w \frac{\partial T_F}{\partial z} \right) - \quad \text{C} \\ & - \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(k_F \frac{\partial T_F}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k_F \frac{\partial T_F}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k_F \frac{\partial T_F}{\partial z} \right) \right] \quad \text{D} \quad (2.142) \end{aligned}$$

onde cada termo representa:

- A - o aquecimento por compressão;
- B - o aquecimento viscoso;
- C - o arrefecimento por convecção;
- D - o arrefecimento por condução.

Tal como no caso da equação de Reynolds, foram consideradas várias hipóteses simplificativas, eliminando termos com pequena influência no comportamento térmico do contacto EHD. Assim, admitiu-se que:

- 1) a espessura do filme lubrificante é muito inferior em relação às restantes dimensões do contacto, podendo desprezar-se a velocidade na direcção da espessura $w=0$,
- 2) os gradientes de velocidade mais significativos são os que ocorrem na direcção da espessura do filme (direcção Oz) e
- 3) a condutividade térmica é independente da posição no interior do contacto.

Substituindo o termo B pela função $\phi(x, y, z)$, usualmente referida por dissipação viscosa, a equação da energia (2.142) pode ser reescrita como:

$$\begin{aligned} \beta_{\rho_F} T_F \left(u \frac{\partial p}{\partial x} + v \frac{\partial p}{\partial y} \right) + \phi(x, y, z) = \\ = \rho c_{pF} \left(u \frac{\partial T_F}{\partial x} + v \frac{\partial T_F}{\partial y} \right) - k_F \left(\frac{\partial^2 T_F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_F}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T_F}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \quad (2.143)$$

- 4) Considerando a hipótese de Tevaarwerk [82] de incompressibilidade do fluido:

$$\beta_{\rho_F} T_F \left(u \frac{\partial p}{\partial x} + v \frac{\partial p}{\partial y} \right) = 0 \text{ e}$$

- 5) admitindo a orientação das superfícies de tal modo que só exista velocidade de rolamento na direcção Ox ($\Rightarrow v=w=0$) e igual à velocidade média das superfícies (U_M), a equação (2.143) pode ser escrita com a forma, [7] e [82]

$$\left(\frac{\partial^2 T_F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_F}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T_F}{\partial z^2} \right) + \frac{\phi(x, y, z)}{k_F} = \frac{\rho c_{pF}}{k_F} U_M \frac{\partial T_F}{\partial x} \quad (2.144)$$

6) Nos contactos EHD a espessura do filme lubrificante (h) é muito inferior às restantes dimensões do contacto ($h \ll b$ e a), permitindo desprezar as transferências de calor por condução nas direcções Ox e Oy face à transferência de calor que ocorre na direcção Oz , obtendo-se uma forma mais simples da equação (2.144):

$$\boxed{\frac{\partial^2 T_F}{\partial z^2} + \frac{\phi(x, y, z)}{k_F} = \alpha_F U_M \frac{\partial T_F}{\partial x}} \quad (2.145)$$

onde $\alpha_F = \frac{\rho c_{pF}}{k_F}$ representa o coeficiente de difusão térmica do lubrificante.

As condições fronteira do problema, como se pode verificar pela Figura 2.17, são:

- $T_F = T_e(x, y, z)$ correspondente à temperatura do fluido à entrada do contacto;
- $T_F = T_1(x, y)$, $z = +\frac{h}{2}$, temperatura da superfície superior;
- $T_F = T_2(x, y)$, $z = -\frac{h}{2}$, temperatura da superfície inferior;

O termo correspondente à fonte de calor no lubrificante, na equação (2.145), pode ter como origem duas componentes: uma devida à compressão e outra devida ao corte. A componente devida à compressão está, provavelmente, distribuída de igual forma ao longo da espessura do filme; a componente devida ao corte pode também ser considerada distribuída de igual forma na espessura do filme, sendo, no entanto, aceitável considerar que esta esteja apenas concentrada num plano paralelo às superfícies dos sólidos [82].

Considerando esta simplificação, é possível estabelecer uma condição fronteira suplementar no plano de corte

$$\left(\frac{\partial T_F}{\partial x} \right)_{z=z_c} = -\Gamma \frac{Q(x, y, z_c)}{k_F} \quad (2.146)$$

onde Γ representa o coeficiente de repartição do fluxo de calor entre as duas superfícies do calor Q gerado no plano de corte. O coeficiente de repartição é calculado a partir do conceito de Temperatura "Flash", onde Blok [6], O'Donoghue e Cameron [65] e Bordenet

et al. [7], apresentam uma forma de cálculo da razão entre o calor emitido para cada sólido,

$$R_q = \frac{q_1}{q_2}. \quad (2.147)$$

Sabendo que

$$q_1 = \Gamma Q \text{ e} \quad (2.148)$$

$$q_2 = (1 - \Gamma)Q, \quad (2.149)$$

e como

$$R_q = \frac{q_1}{q_2} = \frac{\Gamma}{1 - \Gamma} \quad (2.150)$$

então

$$\Gamma = \frac{R_q}{1 + R_q} \quad (2.151)$$

Podendo definir-se a temperatura na superfície de cada sólido em contacto por [6],

$$T_i = \frac{2q_i}{k_{si}} \left(\frac{c}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{k_{si}}{\rho_{si} c_{psi} U_i} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.152)$$

a razão entre o calor emitido para cada sólido pode agora ser calculada pela relação

$$R_q = \frac{q_1}{q_2} = \frac{T_1}{T_2} \left(\frac{\rho_{s1} c_{ps1} k_{s1} U_1}{\rho_{s2} c_{ps2} k_{s2} U_2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.153)$$

e, como se pode verificar, a repartição de calor é função das temperaturas, das velocidades e das propriedades físicas dos sólidos em contacto.

Merritt [62] apresenta resultados experimentais sobre a repartição da temperatura entre dois discos em rotação em regime EHD, os quais mostram uma distribuição parabólica cujo valor máximo de temperatura se desloca para o lado da superfície mais lenta. Como consequência para,

$$\Gamma = 0$$

- o plano de corte está na superfície 1 ($z_c \rightarrow h/2$)
- o fluxo de calor para a superfície 1, $q_1 \rightarrow 0$

$$\Gamma = 0.5$$

- o plano de corte está a meio da espessura do filme ($z_c = 0$)
- o fluxo de calor para a superfície 2, $q_1 = q_2$

$$\Gamma = 1$$

- o plano de corte está na superfície 2 ($z_c \rightarrow -h/2$)
- o fluxo de calor para a superfície 2, $q_2 \rightarrow 0$

A posição do plano de corte (Figura 2.18) pode, assim, ser definida como:

$$z_c = \frac{h}{2}(1 - 2\Gamma) \quad (2.154)$$

onde, A_1 e A_2 são as distâncias adimensionais do plano de corte a cada uma das superfícies dos sólidos em contacto, como se mostra na Figura 2.18, obtidas por

$$A_1 = \Gamma \quad (2.155)$$

$$A_2 = (\Gamma - 1) \quad (2.156)$$

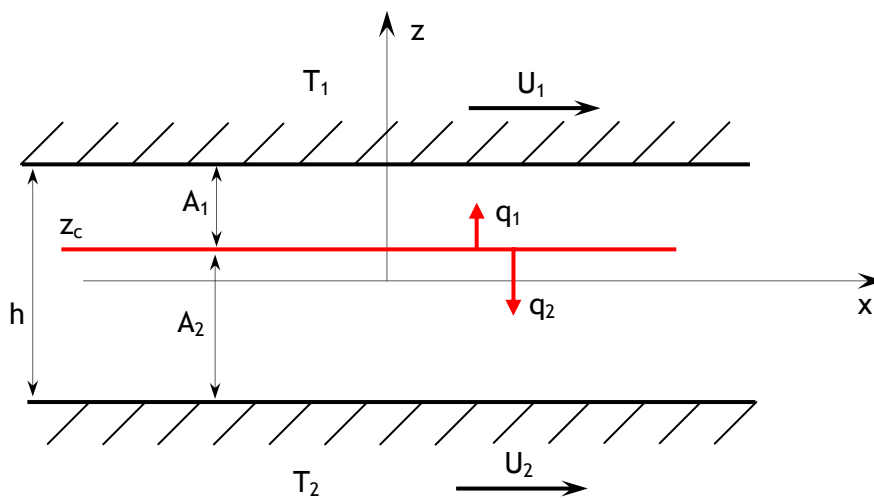


Figura 2.18- O plano de corte e os fluxos de calor no contacto EHD.

2.6.2. A equação da energia aplicada aos sólidos

É possível reduzir o problema térmico de dois sólidos em contacto e em movimento relativo, ao de uma fonte de calor em movimento num semi-espaço infinito em que o plano de contacto é considerado adiabático, com excepção da área da fonte de calor [82], como representado na Figura 2.19.

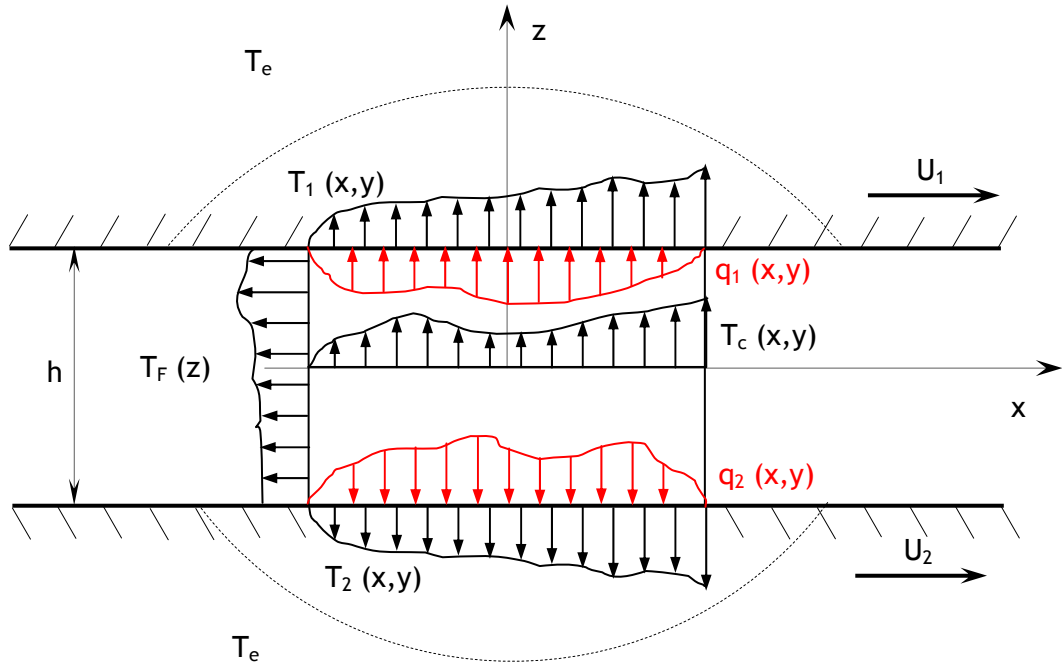


Figura 2.19- Modelo térmico utilizado, com fluxos de calor e distribuição de temperaturas diferentes no filme lubrificante e nos sólidos.

Na Figura 2.19 estão representadas as distribuições dos fluxos de calor $q(x,y)$ para as superfícies e pretende-se saber as distribuições de temperatura nas interfaces fonte/superfícies $T(x,y)$, sendo T_e a temperatura dos sólidos em pontos suficientemente afastados das fontes de calor.

Considerando as seguintes hipóteses simplificativas:

- 1) os sólidos deformam-se de uma maneira puramente elástica e são isotrópicos,
- 2) o aquecimento viscoso não é significativo, $\phi(x, y, z) = 0$,
- 3) o aquecimento por compressão não é significativo, $\beta_{\rho_s} T \left(u \frac{\partial p}{\partial x} + v \frac{\partial p}{\partial y} \right) = 0$,
- 4) só existe velocidade na direcção de rolamento na direcção Ox , ($\Rightarrow v=w=0$),

a equação da energia para os sólidos pode ser escrita como [82],

$$\frac{\partial^2 T_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_i}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T_i}{\partial z^2} = \alpha_{si} U_i \frac{\partial T_i}{\partial x} \quad (2.157)$$

onde $\alpha_{si} = \frac{\rho_{si} c_{psi}}{k_{si}}$ representa o coeficiente de difusão térmica do corpo i.

As equações fronteira a aplicar à equação da energia nos sólidos, e como se pode ver pela Figura 2.19, são:

▪ $T_i = T_e$ correspondente à temperatura dos sólidos em pontos afastados da fonte de calor; ($z = \pm\infty$);

▪ $\left(\frac{\partial T_i}{\partial z}\right)_{z=\pm\frac{h}{2}} = 0$, no exterior da área de aplicação da fonte de calor;

▪ $\left(\frac{\partial T_i}{\partial z}\right)_{z=\pm\frac{h}{2}} = -\frac{q_i(x, y)}{k_{si}}$, no interior da área de aplicação da fonte de calor.

Aplicando a seguinte adimensionalização das coordenadas

$$X = \frac{x}{c_1} \Leftrightarrow x = X \times c_1 \quad (2.158)$$

$$Y = \frac{y}{c_2} \Leftrightarrow y = Y \times c_2 \quad (2.159)$$

$$Z = \frac{z}{c_3} \Leftrightarrow z = Z \times c_3 \quad (2.160)$$

a equação da energia aplicada aos sólidos é reescrita como [82]

$$\frac{\partial^2 T_i}{\partial X^2} + \frac{c_1^2}{c_2^2} \frac{\partial^2 T_i}{\partial Y^2} + \frac{c_1^2}{c_3^2} \frac{\partial^2 T_i}{\partial Z^2} = P_{eSi} \frac{\partial T_i}{\partial X} \quad (2.161)$$

onde o grupo adimensional $P_{eSi} = \alpha_{si} U_i c_1$ representa o número de Peclet nos sólidos em contacto. O número de Peclet indica qual o modo de transferência de calor predominante (condução ou convecção). Para valores elevados do número de Peclet o principal modo de transferência de calor é por convecção. Para valores pequenos do número de Peclet a transferência de calor é feita, principalmente, por condução.

2.6.3. O equilíbrio energético no convergente

Na zona do convergente ou zona de baixa pressão a variação muito rápida da geometria com o aumento da pressão e ainda as velocidades das superfícies impondo o arrastamento do lubrificante para o interior do contacto, promovem o aparecimento de um núcleo de débito inverso nessa mesma zona [48] e [85] (ver Figura 2.20), alterando o perfil de velocidades em cada secção.

Houpert [48] considera a hipótese de temperatura constante dentro do designado núcleo, e por condução vertical a temperatura no núcleo é superior à temperatura de entrada do lubrificante (temperatura do banho). Este aumento de temperatura é procurado de forma a garantir a igualdade de fluxos de calor de entrada e saída do núcleo. Nas zonas de débito positivo é considerada a equação da energia, com a forma da equação (2.145), admitindo a condução na direcção vertical (Oy) e convecção na direcção de rolamento (Ox), tendo como limites as temperaturas de cada superfície e a temperatura do núcleo (que como já foi referido, é considerada constante).

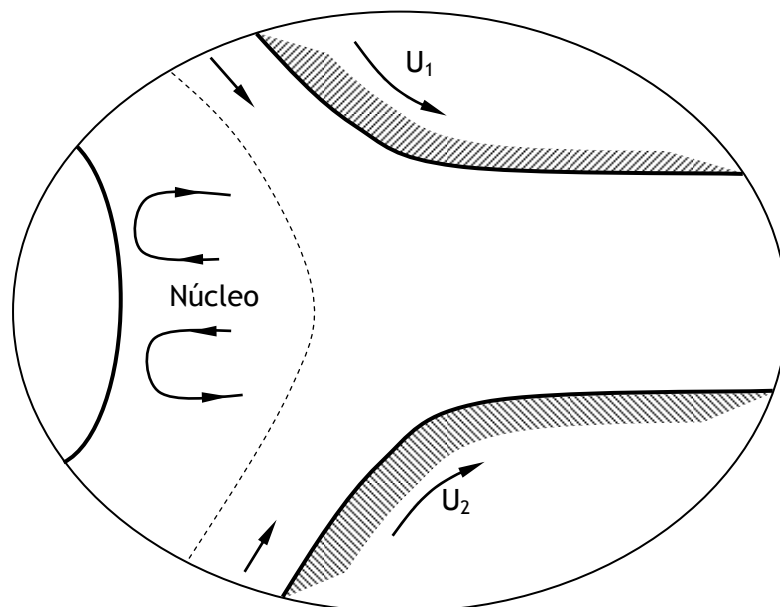


Figura 2.20- Zona de débito negativo ou núcleo.

Com o mesmo conceito de núcleo ou zona de débito negativo, S. Wang et al. [85], apresentam como diferença principal a possibilidade de variação da temperatura no núcleo. S. Wang et al. [85] admitem um volume de controlo vertical dividido em três zonas: zona inferior (de débito positivo), zona central (de débito negativo) e a zona superior (de débito positivo). Nesse volume de controlo são contabilizados os fenómenos de transferência de calor por condução e convecção na direcção vertical (Oy) entre as três zonas e as superfícies, e convecção na direcção de rolamento (Ox).

Ambos os métodos, resumidamente apresentados, para a avaliação da temperatura no convergente apresentaram um nível médio de dificuldade de implementação mas, principalmente, com uma instabilidade muito grande para atingir a convergência.

Assim, neste trabalho é adoptada a determinação do aumento da temperatura no convergente a partir do método simplificado proposto por Houpert [48], mas considerando o aumento de temperatura das superfícies.

A equação da energia é idêntica à que foi utilizada na zona de alta pressão, fazendo intervir os dois fenómenos de transferência de calor como sejam a convecção e a condução (2.145).

Supondo um perfil de temperatura triangular da forma

$$T = T_0 + \frac{2\Delta T}{h} z,$$

a equação da energia é integrada com o objectivo de obter o aumento de temperatura ΔT .

Sem fazer intervir a convecção, a equação da energia, a ser integrada a meio da espessura do filme lubrificante, é [48]:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = -\frac{\tau \dot{\gamma}}{k_F}, \quad (2.162)$$

Sendo as tensões de corte definidas por

$$\tau = \frac{dp}{dx} \left(z - \frac{h}{2} \right) + \eta \frac{U_2 - U_1}{h} \quad (2.163)$$

e a velocidade de deformação dada por

$$\dot{\gamma} = \frac{\tau}{\eta}. \quad (2.164)$$

Das duas integrações em Oz da equação (2.162), obtém-se a diferença de temperatura entre o meio do filme e uma posição z qualquer:

$$\begin{aligned} T_{centro} - T(z) = & \frac{1}{k_F \eta} \left(\frac{dp}{dx} \right)^2 \frac{1}{12} \left(z - \frac{h}{2} \right)^4 + \frac{\eta}{k_F} \left(\frac{U_2 - U_1}{h} \right)^2 \frac{1}{2} \left(z - \frac{h}{2} \right)^2 + \\ & + \frac{1}{k_F} \frac{dp}{dx} \left(\frac{U_2 - U_1}{h} \right) \frac{\left(z - \frac{h}{2} \right)^3}{3} \end{aligned} \quad (2.165)$$

A diferença máxima, isto é, a diferença de temperatura entre as superfícies e o centro do filme lubrificante $\Delta T_{\max} = \Delta T_{s/c}$ é dada por [48]:

$$\Delta T_{\max} = \Delta T_{sc} = \frac{1}{192} \frac{h^4}{k_F \eta} \left(\frac{dp}{dx} \right)^2 + \frac{h^3}{24 k_F} \frac{dp}{dx} \left(\frac{U_2 - U_1}{h} \right) + \frac{1}{8} \frac{h^2 \eta}{k_F} \left(\frac{U_2 - U_1}{h} \right)^2 \quad (2.166)$$

Fazendo intervir o termo de convecção a equação (2.162) é reescrita sob a forma:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = -\frac{\tau}{k_F} \frac{\partial u}{\partial z} + \rho \cdot c_{pF} \cdot \frac{u}{k_F} \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (2.167)$$

Admitindo que na abcissa x_1 o aumento de temperatura ΔT_1 é conhecido, pretende-se obter o aumento de temperatura ΔT_2 na abcissa x_2 . O aumento de temperatura é obtido pela dupla integração em Oz da equação (2.167), obtendo-se [48]:

$$\Delta T_{cc} = \frac{\Delta T_{sc} + \frac{\rho \cdot c_{pF}}{k_F} \frac{\Delta T_1 \cdot h^2}{(x_2 - x_1)} \times C}{1 + \frac{\rho \cdot c_{pF}}{k_F} \frac{h^2}{(x_2 - x_1)} \times C} \quad (2.168)$$

com

$$C = -\frac{9}{960\eta} h^2 \frac{dp}{dx} + \frac{5U_1}{96} + \frac{U_2}{32} \quad (2.169)$$

O valor $\Delta T_{c/c}$ fornecido pela equação (2.168) corresponde à diferença de temperatura entre as superfícies e o centro do filme lubrificante, considerando os efeitos da convecção e condução.

O aquecimento do lubrificante no convergente do contacto EHD, designado na literatura inglesa por "inlet shear heating", é apontado como o principal factor responsável pela diminuição da espessura do filme lubrificante no centro do contacto. Tal diminuição de espessura costuma ser representada pelo factor adimensional ϕ_T , definido como:

$$\phi_T = \frac{h_{0T}}{h_{0Isot}} \quad (2.170)$$

onde h_{0Isot} e h_{0T} são as espessuras do filme lubrificante no centro do contacto isotérmica e térmica, respectivamente. É no entanto de referir que o parâmetro ϕ_T apresentado neste trabalho para além de incorporar o efeito do aquecimento do lubrificante no convergente também inclui o efeito que a diminuição da massa específica (devida ao aumento de temperatura) provoca no aumento da espessura do filme lubrificante.

2.7. CONCLUSÕES

Ao longo deste capítulo foram apresentadas as várias expressões necessárias para descrever todos os fenómenos físicos que ocorrem num contacto elastohidrodinâmico.

A equação de Reynolds foi desenvolvida admitindo um comportamento Newtoniano do lubrificante e mediante um conjunto de hipóteses simplificativas, comuns neste tipo de contactos. A geometria do filme foi definida com base na distribuição de pressão resultante da equação de Reynolds, admitindo a deformação elástica dos corpos, considerando o conceito de semi-espacos elásticos.

Foram apresentadas várias leis constitutivas para a definição do comportamento reológico do lubrificante. Foram ainda apresentadas expressões, função da pressão e temperatura, para a definição das diferentes propriedades físicas do lubrificante envolvidas na análise dos contactos EHD.

Partindo da equação da energia para um caso geral e admitindo algumas hipóteses, esta foi simplificada com o objectivo da definição da temperatura no lubrificante e da definição da temperatura nas superfícies. Dadas as condições de escoamento do lubrificante no convergente, foi apresentado um método simplificado para a obtenção da temperatura do lubrificante nessa mesma zona.

Capítulo 3

Modelo Numérico de Lubrificação Elastohidrodinâmica em Regime não Newtoniano e Térmico

3.1. INTRODUÇÃO

Com o desenvolvimento tecnológico, as exigências sobre os elementos mecânicos são cada vez maiores. Os contactos concentrados lubrificados, tendo como exemplo de eleição neste trabalho as engrenagens e os rolamentos, devem acompanhar esse mesmo desenvolvimento tecnológico. Isso pressupõe a existência de ferramentas expeditas de suporte, como sejam os algoritmos de cálculo para a simulação dos fenómenos envolvidos na lubrificação EHD, o mais próximo possível da realidade e que permitam a melhoria do desempenho desses elementos mecânicos.

O desenvolvimento dos métodos numéricos aplicados ao problema da lubrificação EHD iniciou-se com uma análise Newtoniana isotérmica, em que o lubrificante admitia uma relação linear entre as tensões de corte e a velocidade de deformação, sendo a temperatura no interior do contacto considerada constante. Paralelamente, foram aparecendo análises térmicas, comprovando a influência significativa da variação da

temperatura do lubrificante sobre a viscosidade, particularmente em contactos extremamente carregados e submetidos a condições de taxas de escorregamento elevadas; o mesmo aconteceu em relação aos comportamentos não Newtonianos dos lubrificantes que permitiram concluir da sua influência directa no cálculo do atrito e, consequentemente, na dissipação energética nos contactos EHD.

Os modelos numéricos, baseados em análises Newtonianas e isotérmicas, surgiram com Dowson e Higginson (1959) [24] com a obtenção da primeira solução numérica que satisfaz simultaneamente a equação de Reynolds e a equação da elasticidade, pela aplicação do método inverso (a equação de Reynolds é utilizada para obter a geometria do filme lubrificante a partir da distribuição de pressão). Utilizando o método directo, na resolução das mesmas equações, foram implementados outros algoritmos tais como Hamrock e Dowson (1976) [41], Okamura (1982) [66] com o algoritmo de Newton-Raphson, mais tarde melhorado por Houpert e Hamrock (1986) [47], e Lubrecht (1986) [61] com o algoritmo de "multigrid". De forma a colmatar as dificuldades inerentes ao método directo e ao método inverso, surgiram os métodos mistos com Evans et al. (1981) [34] e foram desenvolvidas técnicas para a melhoria da aplicação deste método por Seabra e Berthe (1987) [74] e Seabra (1988) [75].

Os modelos numéricos, baseados em análises térmicas, tiveram em Sternlicht et al. (1961) (segundo Dowson e Whitaker [22] e Wolf et al. [89]) um dos primeiros trabalhos na análise da influência dos efeitos térmicos nos contactos EHD, admitindo que todo o calor gerado era transportado pelo lubrificante. Mais tarde foi obtida uma solução numérica por Cheng e Sternlicht (1965) [15], na qual era considerado o modo de transferência de calor por condução para os corpos envolvidos no contacto. Em 1965-66, Dowson e Whitaker [22] apresentam uma solução idêntica à de Cheng e Sternlicht (1965) [15]. Greenwood e Kauzlarich (1973) [38], Murch e Wilson (1975) [63] e mais recentemente Pandey e Ghosh [67] analisaram o escoamento na zona de entrada do contacto, mostrando haver uma influência muito significativa dos efeitos térmicos na espessura mínima do filme lubrificante. Sadeghi e Sui (1990) [71] apresentaram a solução completa para contactos EHD com rolamento e escorregamento, referindo também a forte influência dos efeitos térmicos na espessura mínima do filme lubrificante.

O modelo Newtoniano térmico desenvolvido por Cheng e Sternlicht (1965) [15] já previa resultados melhorados de curvas de atrito em relação aos modelos isotérmicos. No entanto, para condições de coeficiente de atrito máximo, os valores previstos eram muito elevados. Cheng e Sternlicht (1965) [15] já suspeitavam que comportamentos não Newtonianos do lubrificante seriam responsáveis pelas diferenças ocorridas.

Na tentativa de explicar as discrepâncias entre os valores experimentais e os teóricos foi necessário introduzir os modelos não Newtonianos para descrever os comportamentos reológicos inseridos nas formulações teóricas/numéricas.

Segundo Bair e Winer [3] e Salehizadeh e Saka [72], Bell (1962) apresentou a primeira análise da influência da reologia do lubrificante na espessura do filme gerado no interior de um contacto, pela utilização da lei de Ree-Eyring. Os resultados numéricos eram inferiores aos experimentais e Bell (1962) sugeriu que as diferenças estariam ligadas aos parâmetros pouco correctos na definição da lei reológica.

Em 1974, Hirst e Moore [43], apresentam uma investigação experimental de análise da dependência entre as tensões de corte e a velocidade de deformação e propuseram uma relação do tipo de Ree-Eyring.

Pela aproximação ao modelo não linear de Maxwell, o qual admite duas componentes de velocidade de deformação do lubrificante, uma linear elástica e uma não linear viscosa, Johnson e Tevaarwerk (1979) [82] fizeram corresponder a componente não linear viscosa à relação do tipo de Ree-Eyring.

Bair e Winer (1978-1979) [1] e [2], fizeram a incorporação do modelo reológico nos contactos EHD, recorrendo ao modelo não linear de Maxwell, com a particularidade da componente viscosa não linear ser assintótica em relação à tensão de corte limite do lubrificante.

Sui e Sadeghi (1991) [81] implementaram um modelo térmico não Newtoniano, usando um fluido de Ree-Eyring, tendo comparado os resultados de tracção admitindo condições isotérmicas e térmicas. Lee e Hamrock (1992) [59] apresentaram um modelo numérico designado por não Newtoniano circular, considerando os efeitos da tensão de corte limite do lubrificante.

Existe um largo consenso sobre a impossibilidade de ser desprezado o efeito do aquecimento do lubrificante sobre a redução da espessura do filme, excepto para condições de velocidade de rolamento muito baixas [72]. Quanto aos efeitos não Newtonianos estes são apontados como tendo um papel de menor influência na geometria do filme (Salehizadeh e Saka (1991) [72] e Hsiao e Hamrock (1994) [51]), principalmente quando se utiliza o modelo de Ree-Eyring (Kim e Sadeghi (1991) [58]).

Recentemente Yongbin et al. (2001) [94], recorrendo a um modelo reológico visco-plástico baseado em resultados experimentais, observaram uma maior influência dos efeitos não Newtonianos na geração da espessura do filme lubrificante. A justificação apontada reside na aplicação de valores da tensão de corte limite mais adequados na zona do convergente.

Verifica-se assim que a determinação das tensões de corte a que o lubrificante está submetido no interior de um contacto EHD depende da utilização de modelos reológicos adequados e da correcta avaliação das variações de temperatura no interior do contacto. No entanto, existe uma dificuldade adicional inerente à utilização de um qualquer modelo reológico relacionada com o conhecimento das propriedades físicas e reológicas do lubrificante que intervêm nesses mesmos modelos, para as condições de funcionamento vigentes no interior de um contacto EHD ([5], [64] e [79]).

Outra constatação prende-se com a determinação da geometria do filme lubrificante nestes contactos. Em relação aos efeitos térmicos, como referido anteriormente, estes não podem ser desprezados na geração da espessura do filme. As contribuições relativas à influência do comportamento não Newtoniano do lubrificante sobre a geração da espessura do filme são ainda escassas [94].

Duas notas finais:

- A consideração de outros efeitos não Newtonianos, nomeadamente os efeitos elásticos ou a conjugação dos efeitos elásticos e viscosos, carece de análise na geração da espessura do filme lubrificante.
- A análise de um contacto EHD, nomeadamente, espessuras do filme lubrificante e coeficientes de atrito, passa a estar dependente das características reológicas de cada lubrificante, sendo a generalização dos resultados mais complexa.

O modelo numérico desenvolvido neste trabalho permite a análise de contactos Hertzianos lubrificados ou, como são normalmente designados, contactos elastohidrodinâmicos (EHD), incorporando a variação de temperatura e o comportamento não Newtoniano do lubrificante.

Na obtenção da distribuição de pressão e da geometria do filme é aplicado o método de Newton-Raphson, partindo de uma equação de Reynolds Newtoniana. Os efeitos não Newtonianos e térmicos são introduzidos utilizando uma viscosidade aparente. A obtenção da viscosidade aparente é dependente das tensões de corte a que o lubrificante está submetido, estando estas dependentes do modelo reológico escolhido para melhor representar o lubrificante.

As tensões de corte são, por seu lado, obtidas admitindo o modelo de Maxwell com a separação da velocidade de deformação total, constituída por duas partes: uma linear elástica e outra não linear viscosa.

A solução numérica da equação da energia aplicada ao lubrificante é conseguida através de transformadas de Laplace como delineado por Carslaw e Jaeger [13] e apresentado por Tevaarwerk [82]. Carslaw e Jaeger fornecem, ainda, a solução para a definição da temperatura nas superfícies dos sólidos.

Dado que, na zona do convergente, existe uma variação muito rápida da geometria, acompanhada de um aumento da pressão também acentuado, existem condições propícias para o aparecimento de um núcleo de débito inverso nessa mesma zona, alterando o perfil de velocidades em cada secção. Houpert [48], propõe um método simplificado ao qual é incorporado o aumento de temperatura das superfícies.

3.2. ALGORITMO DO MODELO NUMÉRICO IMPLEMENTADO

O algoritmo implementado é constituído por dois blocos principais. Um dos blocos permite o cálculo da geometria do filme lubrificante e da distribuição de pressão; o outro bloco permite avaliar as tensões de corte no lubrificante e as distribuições de temperatura quer das superfícies envolvidas, quer do próprio lubrificante.

Em primeiro lugar, como em qualquer simulação, é necessário definir o problema em análise pela introdução das características do lubrificante e dos corpos em contacto. A partir destes dados de entrada são geradas as condições iniciais para o modelo numérico implementado (Figura 3.1).

Ainda antes de entrar no ciclo principal do programa, constituído pelos dois principais blocos anteriormente referidos, é determinada a geometria do filme e a correspondente distribuição de pressão, admitindo a temperatura constante do fluido lubrificante (Figura 3.1). Neste ciclo, a viscosidade aplicada no cálculo é a obtida pela lei de viscosidade seleccionada inicialmente.

O algoritmo entra agora no âmago do modelo numérico, com a vantagem de ter uma solução de geometria do filme e uma distribuição de pressão mais próximas das finais.

Como se pode constatar pela Figura 3.2, o algoritmo entra directamente no bloco do cálculo das tensões de corte e temperaturas. Inicialmente, é obtida a distribuição de tensões de corte, permitindo o cálculo da potência dissipada e da dissipação interna, seguindo-se a determinação do fluxo de calor para as superfícies. É então possível avaliar as distribuições de temperatura nas superfícies e, consequentemente, a distribuição de temperatura no lubrificante.

Após convergência no bloco das tensões de corte e das temperaturas o algoritmo passa novamente ao bloco da geometria do filme e distribuição de pressão (Figura 3.2) mas, agora, com uma distribuição de temperatura e tensões de corte no lubrificante. Isto vai permitir que o cálculo da viscosidade seja feito a partir da definição de viscosidade aparente como definida pela equação (3.1).

O algoritmo descrito pode ser analisado numa outra forma de fluxograma no anexo 2.

Figura 3.1- Modelo Numérico implementado: dados de entrada, condições iniciais e ciclo da geometria do filme lubrificante e da distribuição de pressão, com temperatura constante (T_0).

Figura 3.2- Modelo Numérico implementado: obtenção da geometria do filme lubrificante, da distribuição de pressão, das tensões de corte e das temperaturas das superfícies e do lubrificante, com viscosidade aparente.

3.2.1. Viscosidade aparente

A equação de Reynolds foi obtida admitindo um comportamento Newtoniano do fluido lubrificante. Como forma de introduzir os efeitos não Newtonianos e térmicos na equação de Reynolds, a viscosidade em cada ponto é obtida, não admitindo uma das diferentes equações de equilíbrio já descritas (Barus, Roelands ou Volume Livre) mas, a partir da designada viscosidade aparente. O cálculo dessa viscosidade aparente é concretizado pela equação:

$$(\eta_{ap})_i = \frac{\tau_i}{\dot{\gamma}_i} = \frac{\tau_i}{(U_1 - U_2)/h_i} \quad (3.1)$$

a qual reflecte os efeitos não Newtonianos e térmicos já que incorpora as tensões de corte não Newtonianas aplicadas ao lubrificante obtidas à temperatura do fluido lubrificante em cada ponto no interior do contacto. As tensões de corte são calculadas pelo modelo reológico que mais se adequa ao lubrificante mediante as condições de funcionamento em causa.

A utilização da viscosidade aparente traduz-se, ao nível do modelo numérico, numa forma simples e expedita de incorporação dos efeitos não Newtonianos na equação de Reynolds, sem ser necessário recorrer às formas modificadas desta equação para a inclusão dos modelos reológicos. Assim, as principais vantagens são a utilização de uma equação de Reynolds mais simples, tornando mais simples a sua aplicação ao modelo numérico, e a possibilidade de utilizar diferentes modelos reológicos sem haver a necessidade de alterar/adaptar a própria equação de Reynolds.

3.3. GEOMETRIA DO FILME LUBRIFICANTE E DISTRIBUIÇÃO DE PRESSÃO

3.3.1. Equação de Reynolds

Neste trabalho, o problema elastohidrodinâmico analisado é equivalente ao contacto cilindro/plano (contacto infinitamente longo, na direcção Oy). A equação de Reynolds (2.82) apresenta a seguinte configuração simplificada:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \frac{\rho}{12\eta} h^3 \right) = \frac{(U_1 + U_2)}{2} \frac{\partial}{\partial x} (\rho h) + \frac{\partial}{\partial t} (\rho h) \quad (3.2)$$

Admitindo condições invariantes no tempo, $\frac{\partial}{\partial t}(\rho h) = 0$, a equação de Reynolds anteriormente obtida pode ser escrita da seguinte forma:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \frac{\rho}{12\eta} h^3 \right) = U_M \frac{\partial}{\partial x} (\rho h) \quad (3.3)$$

sendo $U_M = (U_1 + U_2)/2$ a velocidade média das duas superfícies. Integrando a equação (3.3) em ordem a x

$$\frac{1}{\eta} \frac{dp}{dx} = \frac{12U_M}{h^2} + \frac{A}{\rho h^3} \quad (3.4)$$

e aplicando as condições fronteira, $\frac{dp}{dx} = 0$, quando $x = x_m \wedge \rho = \rho_m \wedge h = h_m$, obtém-se

$$A = -12U_M \rho_m h_m$$

e substituindo a constante de integração na equação (3.4)

$$\frac{dp}{dx} = 12U_M \eta \left(\frac{\rho h - \rho_m h_m}{\rho h^3} \right) \quad (3.5)$$

Aplicando agora as seguintes mudanças de variável, correspondendo à adimensionalização das equações

- $p = p_H P$, sendo p_H a pressão máxima de Hertz, $p_H = \sqrt{\frac{F_z/\ell R_x}{\pi E'}} = E' \left(\frac{W}{2\pi} \right)^{\frac{1}{2}}$;
- $h = \frac{b^2}{R_x} H$, sendo b a semi largura de contacto de Hertz, $b = \sqrt{\frac{8 F_z/\ell R_x}{\pi E'}}$;
- $x = bX = R_x \left(\frac{8W}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} X$;
- $\eta = \eta_0 \bar{\eta}$;
- $\rho = \rho_0 \bar{\rho}$.

Na definição das novas variáveis aparece um parâmetro W , designado por parâmetro de carga, que faz parte de um conjunto de três parâmetros adimensionais definidos por Hamrock e Dowson [41]:

- parâmetro velocidade $U = \frac{\eta_0 U_M}{E' R_x}$
- parâmetro carga $W = \frac{F_z/\ell}{E' R_x}$
- parâmetro material $G = \alpha E'$

Existem outros dois parâmetros, designados pelos parâmetros de Moes, e os quais são definidos a partir dos parâmetros de Hamrock e Dowson como [19]

- parâmetro material $L = G(2U)^{\frac{1}{4}}$
- parâmetro carga $M = W(2U)^{-\frac{1}{2}}$

Aplicando agora as novas variáveis adimensionais à equação (3.5), esta pode ser escrita,

$$\boxed{\frac{dP}{dX} = \frac{K\bar{\eta}(\bar{\rho}H - \bar{\rho}_m H_m)}{\bar{\rho}H^3}} \quad (3.6)$$

com

$$K = \frac{3\pi^2 U}{4W^2} \quad (3.7)$$

3.3.2. Equação da geometria do filme lubrificante

Nas condições referidas para a equação de Reynolds, a geometria do filme lubrificante apresentada pela equação (2.90) é reescrita como:

$$h(x) = h_c + h^0(x) - \frac{2}{\pi E'} \int_{-b_1}^{b_2} p(s) \ln(x-s)^2 ds \quad (3.8)$$

Admitindo as novas variáveis, anteriormente definidas para a equação de Reynolds, e substituindo-as na equação (3.8),

$$\frac{b^2}{R_x} H = \frac{b^2}{R_x} H_c + \frac{b^2}{R_x} H^0 - \frac{b^2}{R_x} \frac{1}{2\pi} \int_{X_{b1}}^{X_{b2}} P \ln(Xb - Sb)^2 dS \quad (3.9)$$

que após algumas simplificações apresenta a seguinte forma

$$H = H_c + H^0 - \frac{1}{2\pi} \int_{X_{b1}}^{X_{b2}} P \ln(X - S)^2 dS - \frac{1}{2\pi} \int_{X_{b1}}^{X_{b2}} P \ln(b)^2 dS \quad (3.10)$$

e como se verá mais à frente $\int_{X_{b1}}^{X_{b2}} P dS = \frac{\pi}{2}$ (equação (3.14)), finalmente a equação da

geometria do filme lubrificante, na sua forma adimensional, é representada por

$$\boxed{H(X) = H_c + H^0(x) - \frac{1}{2\pi} \int_{X_{b1}}^{X_{b2}} P(S) \ln(X - S)^2 dS - \frac{1}{4} \ln(b)^2} \quad (3.11)$$

3.3.3. Equação de equilíbrio de forças

Sabendo que a equação de equilíbrio entre a carga aplicada ao contacto e a distribuição de pressão existente no mesmo contacto é descrita por:

$$\int_{-b_1}^{b_2} p(x)dx = F_z/\ell \quad (3.12)$$

e aplicando as novas variáveis a esta equação

$$\int_{X_{b1}}^{X_{b2}} P(X)dX = \frac{F_z/\ell}{p_H b} \quad (3.13)$$

e simplificando, obtém-se

$$\boxed{\int_{X_{b1}}^{X_{b2}} P(X)dX = \frac{\pi}{2}} \quad (3.14)$$

3.3.4. Método de cálculo

Para a resolução da equação de Reynolds é utilizado o método de Newton-Raphson. A equação diferencial (3.6) pode ser aproximada aplicando o método de diferenças de Euler:

$$\frac{P_{i+1} - P_i}{X_{i+1} - X_i} = \frac{K\bar{\eta}_i \left[\left(\bar{\rho}_i H_i \right) - \bar{\rho}_m H_m \right]}{\bar{\rho}_i H_i^3} \quad (3.15)$$

onde i indica o i-ésimo ponto de uma malha de diferenças finitas, e P_i , X_i , $\bar{\rho}_i$ e H_i são os valores de P, X, $\bar{\rho}$ e H nesse ponto. Este método é apresentado por Okamura [66] e aplicado por Houpert e Hamrock [42], [46] e [47].

O domínio analisado é dividido em partes iguais (Δx constante), tornando assim a implementação do método numérico mais simples.

A equação a ser resolvida em cada ponto i é a equação de Reynolds na seguinte forma:

$$f_i = H_i^3 \left(\frac{P_{i+1} - P_i}{X_{i+1} - X_i} \right) - K \bar{\eta}_i \left(H_i - \frac{\bar{\rho}_m H_m}{\bar{\rho}_i} \right) = 0 \quad (3.16)$$

com K definida pela equação (3.7), e

- $H_i = H_c + H_i^0 + \sum D_{ij} P_j$ a qual define a geometria do filme lubrificante e onde H_c inclui o termo $-\frac{1}{4} \ln(b)^2$ da equação (3.11);
- $\bar{\rho}_i = \left(1 + \frac{\alpha_{1\rho} \times P_H \times P_i}{1 + \alpha_{2\rho} \times P_H \times P_i} \right) \times [1 - \beta_\rho (T - T_0)]$ a qual define a massa volúmica em função da pressão e da temperatura em cada célula;
- $\bar{\eta}_i$ a qual define a viscosidade dinâmica, obtida por uma das equações de viscosidade de equilíbrio apresentadas no parágrafo 2.5.2.1. ou igual à viscosidade aparente $\bar{\eta}_{api}$ como referido no parágrafo 3.2.1.

Além disso, o valor da carga a transmitir é introduzido pela equação:

$$\int_{X_{ini}}^{X_m} P_i dX = \frac{\pi}{2} \quad (3.17)$$

As incógnitas do problema são:

- X_m -> a posição de $\frac{dP}{dX} = 0$;
- M -> número de pontos até à posição $\frac{dP}{dX} = 0$;
- H_c -> valor da espessura do filme lubrificante no centro;
- $\bar{\rho}_m H_m$ -> valor de $\bar{\rho}_i H_i$ onde $\frac{dP}{dX} = 0$;
- P_j -> pressão em cada célula j ($j=2, N$)

As condições fronteira são:

- $P_1 = 0$ para $X_1 = X_{\min}$
- e
- $P = 0 \wedge \frac{dP}{dX} = 0$ para $X = X_m$

A Figura 3.3 ilustra a posição das condições fronteira: No cálculo de X_m e M , o valor de X_m é o mais próximo do nó M de tal modo que $X_m < X_M$. O valor de X_m é calculado tal que $H(X_m) = \bar{\rho}_m H_m$, admitindo que $H(X)$ é definida por uma equação do 2º grau usando H_{M-1} , H_M e H_{M+1} . Tendo definido X_m e M , as restantes incógnitas $\bar{\rho}_m H_m$, H_c e P_2 até P_M são calculadas usando o método iterativo de Newton-Raphson.

Designando o expoente “(n)” para as variáveis na iteração em análise ou actual, e “(n-1)” para as variáveis da iteração anterior ou transacta. As incógnitas correspondentes a duas iterações sucessivas, relacionam-se do seguinte modo:

$$(\bar{\rho}_m H_m)^{(n)} = (\bar{\rho}_m H_m)^{(n-1)} + [\Delta(\bar{\rho}_m H_m)]^{(n)} \quad (3.18)$$

$$(P_j)^{(n)} = (P_j)^{(n-1)} + (\Delta P_j)^{(n)} \quad (3.19)$$

$$(H_c)^{(n)} = (H_c)^{(n-1)} + (\Delta H_c)^{(n)} \quad (3.20)$$

onde $[\Delta(\bar{\rho}_m H_m)]^{(n)}$, $(\Delta P_j)^{(n)}$ e $(\Delta H_c)^{(n)}$ são agora as incógnitas ao problema em cada iteração. Para ser obtida a convergência no processo iterativo, é necessário que esses valores sejam suficientemente pequenos, sendo imposto um valor máximo de 10^{-4} .

Da definição do processo iterativo de Newton-Raphson, tem-se em cada nó i :

$$\left[\frac{\partial f_i}{\partial(\bar{\rho}_m H_m)} \right]^{(n-1)} [\Delta(\bar{\rho}_m H_m)]^{(n)} + \sum_{j=2}^M \left(\frac{\partial f_i}{\partial P_j} \right)^{(n-1)} (\Delta P_j)^{(n)} + \left(\frac{\partial f_i}{\partial H_c} \right)^{(n-1)} (\Delta H_c)^{(n)} = -f_i^{(n-1)} \quad (3.21)$$

onde

$$\left[\frac{\partial f_i}{\partial(\bar{\rho}_m H_m)} \right]^{(n-1)} = K \frac{\bar{\eta}_i}{\bar{\rho}_i} \quad (3.22)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial f_i}{\partial P_j} \right)^{(n-1)} = & 3H_i^2 \left(\frac{P_{i+1} - P_i}{X_{i+1} - X_i} \right) D_{i,j} + H_i^3 \frac{\partial}{\partial P_j} \left(\frac{P_{i+1} - P_i}{X_{i+1} - X_i} \right) - K \frac{\partial \bar{\eta}_i}{\partial P_j} \left(H_i - \frac{\bar{\rho}_m H_m}{\bar{\rho}_i} \right) - \\ & - K \bar{\eta}_i \left[D_{i,j} - \bar{\rho}_m H_m \frac{\partial}{\partial P_j} \left(\frac{1}{\bar{\rho}_i} \right) \right] \end{aligned} \quad (3.23)$$

$$\left(\frac{\partial f_i}{\partial H_c} \right)^{(n-1)} = 3H_i^2 \left(\frac{P_{i+1} - P_i}{X_{i+1} - X_i} \right) - K \bar{\eta}_i \quad (3.24)$$

A equação da carga é considerada, escrevendo:

$$\int_{X_{\min}}^{X_m} (\Delta P)^{(n)} dX = \frac{\pi}{2} - \int_{X_{\min}}^{X_m} P^{(n-1)} dX$$

No final, em cada iteração deverá ser resolvido um sistema de equações lineares $(M+1)$, utilizando o método de eliminação de Gauss com pivotagem parcial, para a obtenção da correcção que afecta cada incógnita:

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial f_1}{\partial(\bar{\rho}_m H_m)} & \frac{\partial f_1}{\partial P_2} & \dots & \frac{\partial f_1}{\partial P_M} & \frac{\partial f_1}{\partial H_c} \\ \frac{\partial f_2}{\partial(\bar{\rho}_m H_m)} & \frac{\partial f_2}{\partial P_2} & \dots & \frac{\partial f_2}{\partial P_M} & \frac{\partial f_2}{\partial H_c} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ \frac{\partial f_M}{\partial(\bar{\rho}_m H_m)} & \frac{\partial f_M}{\partial P_2} & \dots & \frac{\partial f_M}{\partial P_M} & \frac{\partial f_M}{\partial H_c} \\ 0 & 1 & \dots & 1 & 0 \end{bmatrix}^{(n-1)} \times \begin{bmatrix} \Delta(\bar{\rho}_m H_m)^{(n)} \\ \Delta P_2 \\ \vdots \\ \Delta P_M \\ \Delta H_c \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -f_1 \\ -f_2 \\ \vdots \\ -f_M \\ \Delta w \end{bmatrix}^{(n-1)} \quad (3.25)$$

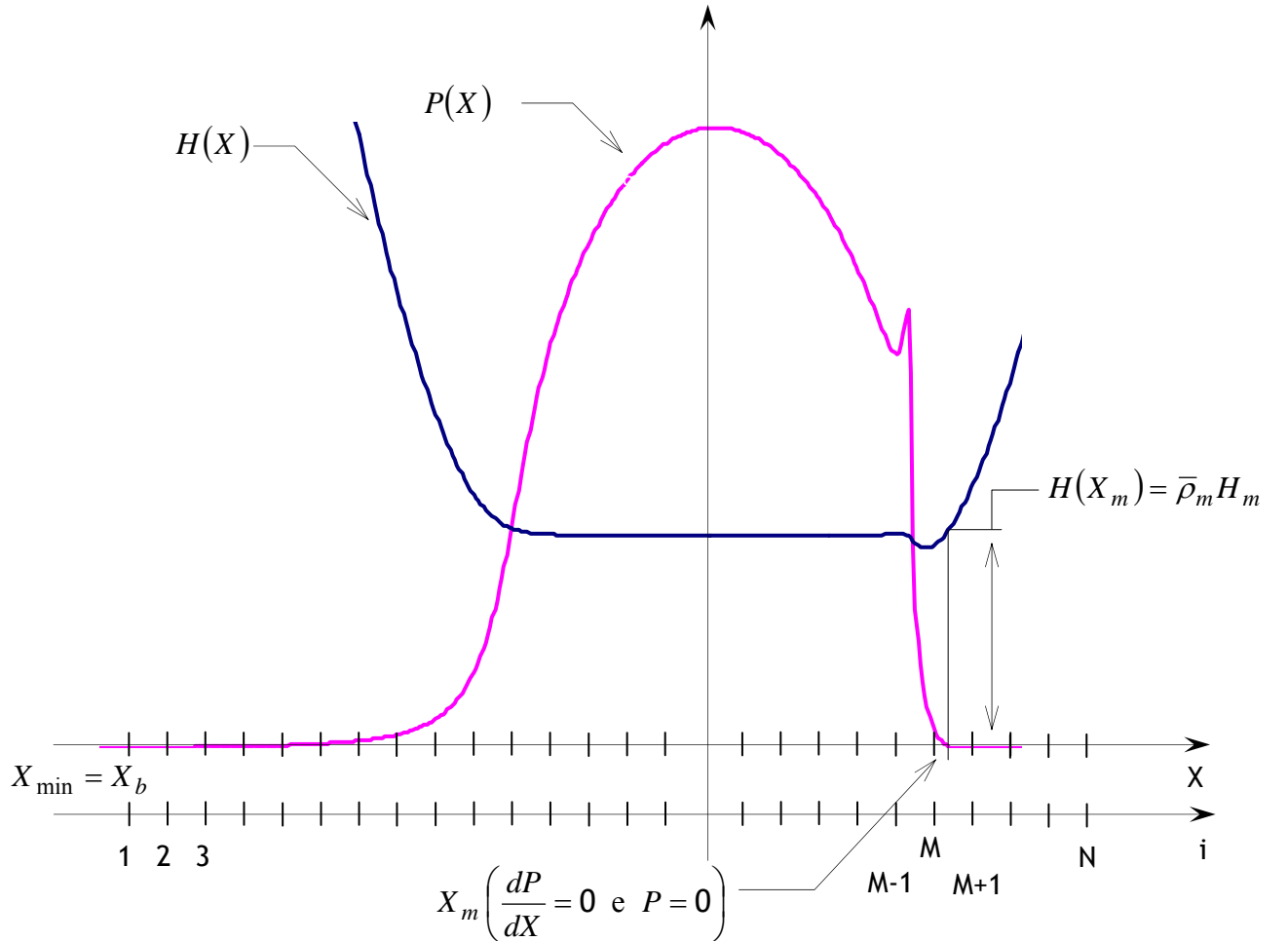


Figura 3.3- Discretização e as condições fronteira.

3.4. TENSÕES DE CORTE

As tensões de corte podem ser obtidas consoante o modelo reológico escolhido ou o que melhor representa o comportamento do lubrificante em estudo. De uma forma geral pode admitir-se que o comportamento de um determinado lubrificante é constituído por duas componentes, baseado no modelo de Maxwell ([31] e [82]): uma linear elástica e outra viscosa não linear. Isto significa que a deformação total de um elemento de fluido é obtida pela sobreposição de uma deformação elástica e de uma deformação viscosa:

$$\dot{\gamma} = \dot{\gamma}_e + \dot{\gamma}_v \quad (3.26)$$

em que a $\dot{\gamma}_e$ representa a componente elástica e $\dot{\gamma}_v$ representa a componente viscosa, podendo esta última fazer-se representar por um fluido de Ree-Eyring ou por um fluido de Bair e Winer, como apresentado no parágrafo 2.5.1.

3.4.1. Velocidade de deformação / tensões de corte

Para o caso de um contacto com escorregamento nas duas direcções do plano Oxy a equação (3.54) é reescrita como:

$$\dot{\gamma}_x = \dot{\gamma}_{e_x} + \dot{\gamma}_{v_x} \quad (3.27)$$

$$\dot{\gamma}_y = \dot{\gamma}_{e_y} + \dot{\gamma}_{v_y} \quad (3.28)$$

onde ([10] e [76])

$$\dot{\gamma}_{e_x} = \frac{\dot{\tau}_x}{G} \quad (3.29)$$

$$\dot{\gamma}_{e_y} = \frac{\dot{\tau}_y}{G} \quad (3.30)$$

e

$$\dot{\gamma}_{v_x} = \frac{\tau_x}{\tau_{eq}} \times \frac{\tau_0}{\eta} \sinh\left(\frac{\tau_{eq}}{\tau_0}\right) \quad (3.31)$$

$$\dot{\gamma}_{v_y} = \frac{\tau_y}{\tau_{eq}} \times \frac{\tau_0}{\eta} \sinh\left(\frac{\tau_{eq}}{\tau_0}\right) \quad (3.32)$$

se for admitido o modelo de Ree-Eyring ([3] e [31]), ou

$$\dot{\gamma}_{vx} = -\frac{\tau_x}{\tau_{eq}} \times \frac{\tau_L}{\eta} \ln \left(1 - \frac{\tau_{eq}}{\tau_L} \right) \quad (3.33)$$

$$\dot{\gamma}_{vy} = -\frac{\tau_y}{\tau_{eq}} \times \frac{\tau_L}{\eta} \ln \left(1 - \frac{\tau_{eq}}{\tau_L} \right) \quad (3.34)$$

se for admitido o modelo de Bair e Winer (viscoso com tensão limite ou visco-plástico) ([2] e [1]), com

$$\tau_{eq} = \sqrt{\tau_x^2 + \tau_y^2} \quad (3.35)$$

Pelas equações (3.29) e (3.30) é necessário definir $\dot{\tau}_x$ e $\dot{\tau}_y$ em função das tensões de corte. Como as tensões de corte são função de x , y , z e t , aplicando a definição de derivada total à tensão τ_x , escreve-se:

$$D(\tau_x) = \frac{\partial \tau_x}{\partial x} dx + \frac{\partial \tau_x}{\partial y} dy + \frac{\partial \tau_x}{\partial z} dz + \frac{\partial \tau_x}{\partial t} dt \quad (3.36)$$

e no limite quando $dt \rightarrow 0$, $\frac{dx}{dt} = u$, $\frac{dy}{dt} = v$ e $\frac{dz}{dt} = w$. Se a equação anterior for dividida por dt , esta pode ser reescrita como:

$$\frac{D(\tau_x)}{Dt} = \frac{\partial \tau_x}{\partial x} u + \frac{\partial \tau_x}{\partial y} v + \frac{\partial \tau_x}{\partial z} w + \frac{\partial \tau_x}{\partial t} \quad (3.37)$$

Considerando o sistema em regime permanente e rolamento unicamente na direcção de Ox , pode-se admitir $v = w = \frac{\partial \tau_x}{\partial t} = 0$, o que permite obter

$$\dot{\tau}_x = u \frac{\partial \tau_x}{\partial x} \quad (3.38)$$

Aplicando a definição de derivada de uma função:

$$\frac{\partial \tau_x}{\partial x} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\tau_x(x) - \tau_x(x - \Delta x)}{\Delta x} \quad (3.39)$$

e admitindo um Δx pequeno correspondente à discretização do domínio em análise, pode dizer-se que

$$\frac{\partial \tau_x}{\partial x} = \frac{\tau_x(x) - \tau_x(x - \Delta x)}{\Delta x} \quad (3.40)$$

Substituindo a equação (3.40) na equação (3.38)

$$\dot{\tau}_x = u \frac{\tau_x(x) - \tau_x(x - \Delta x)}{\Delta x} \quad (3.41)$$

Por analogia, obtém-se $\dot{\tau}_y$:

$$\dot{\tau}_y = u \frac{\tau_y(x) - \tau_y(x - \Delta x)}{\Delta x} \quad (3.42)$$

Nas equações (3.41) e (3.42) $\tau_x(x)$ e $\tau_x(x - \Delta x)$ representam as tensões de corte τ_{xz} , nos pontos de coordenadas (x) e $(x - \Delta x)$; $\tau_y(x)$ e $\tau_y(x - \Delta x)$ representam as tensões de corte τ_{yz} , nos pontos de coordenadas (x) e $(x - \Delta x)$.

Fazendo a substituição das equações (3.41) e (3.42) nas equações (3.29) e (3.30), e o seu resultado substituído nas equações (3.27) e (3.28), estas últimas reescrevem-se:

$$\dot{\gamma}_x = \frac{u}{G} \frac{\tau_x(x) - \tau_x(x - \Delta x)}{\Delta x} + \dot{\gamma}_{v_x} \quad (3.43)$$

$$\dot{\gamma}_y = \frac{u}{G} \frac{\tau_y(x) - \tau_y(x - \Delta x)}{\Delta x} + \dot{\gamma}_{v_y} \quad (3.44)$$

Nestas duas equações ((3.43) e (3.44)) introduzindo as velocidades de deformação viscosa dadas pelas equações (3.31) e (3.32), ou pelas equações (3.33) e (3.34), e impondo a relação $\dot{\gamma}_x / \dot{\gamma}_y$, define-se o valor de C como

$$C = \frac{\tau_y(x)}{\tau_x(x)} = \frac{\dot{\gamma}_y(x) + \frac{u}{G} \frac{\tau_y(x - \Delta x)}{\Delta x}}{\dot{\gamma}_x(x) + \frac{u}{G} \frac{\tau_x(x - \Delta x)}{\Delta x}} \quad (3.45)$$

e se, finalmente, esta relação for introduzida na equação da tensão equivalente (3.35), esta reescreve-se

$$\tau_{eq} = \tau_x(x) \sqrt{1 + C^2} \quad (3.46)$$

Salientando o aspecto numérico do modelo de Maxwell, representado pela equação (3.26), este apresenta uma grande versatilidade, podendo, mediante os parâmetros reológicos (G_F , τ_0 e τ_L) adoptados, descrever os diferentes comportamentos de um lubrificante. No caso mais simples, o comportamento Newtoniano é obtido para a condição de valores do módulo de corte transversal (G_F) e da tensão de referência (τ_0) muito elevados, isto para um fluido de Ree-Eyring; para um modelo de Bair e Winer é obtido o mesmo comportamento Newtoniano para valores muito elevados de G_F e da tensão de corte limite τ_L [77].

3.4.2. Modelo visco-elástico: solução numérica

Para a implementação do modelo visco-elástico é introduzido o comportamento viscoso de um fluido de Ree-Eyring (equação (3.31)) na equação (3.43), e substituindo a definição de tensão equivalente na mesma equação, obtém-se ([76] e [10]):

$$\frac{u}{G \Delta x} \tau_x(x) - \frac{u}{G \Delta x} \tau_x(x - \Delta x) - \frac{\tau_0}{\eta \sqrt{1 + C^2}} \sinh \left(1 - \frac{\tau_x(x)}{\frac{\tau_0}{\sqrt{1 + C^2}}} \right) - \dot{\gamma}_x(x) = 0 \quad (3.47)$$

que pode ser reescrita sob a forma

$$F(\chi) = 0 = A_1 \times \chi + \frac{A_2}{\eta} \sinh \left(\frac{\chi}{A_2} \right) - A_3 \quad (3.48)$$

com

$$\chi = \tau_x(x),$$

$$A_1 = \frac{u}{G \Delta x},$$

$$A_2 = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 + C^2}} \text{ e}$$

$$A_3 = \dot{\gamma}_x(x) + A_1 \tau_x(x - \Delta x).$$

A equação (3.48) é uma equação a uma incógnita $\chi = \tau_x(x)$. Obtido o valor de $\tau_x(x)$, a tensão de corte na direcção Oy $\tau_y(x)$ é calculada a partir da equação (3.45).

A solução da equação (3.48) é obtida aplicando o método de Newton, escrevendo:

$$\chi^n = \chi^{n-1} - \left[\frac{\partial}{\partial \chi} F(\chi) \right]^{-1} F(\chi) \quad (3.49)$$

A derivada de $F(\chi)$ é obtida por

$$\frac{\partial}{\partial \chi} F(\chi) = \frac{\partial}{\partial \chi} (A_1 \times \chi) + \frac{\partial}{\partial \chi} \left[\frac{A_2}{\eta} \sinh \left(\frac{\chi}{A_2} \right) \right] - \frac{\partial}{\partial \chi} (A_3) \quad (3.50)$$

onde

$$\frac{\partial}{\partial \chi} (A_1 \times \chi) = \frac{\partial}{\partial \chi} \left(\frac{u}{G \Delta x} \times \chi \right) = A_1,$$

$$\frac{\partial}{\partial \chi} \left[\frac{A_2}{\eta} \sinh \left(\frac{\chi}{A_2} \right) \right] = \frac{1}{\eta} \cosh \left(\frac{\chi}{A_2} \right) e$$

$$\frac{\partial}{\partial \chi} (A_3) = \frac{\partial}{\partial \chi} [\dot{\gamma}_x(x) + A_1 \tau_x(x - \Delta x)] = 0.$$

Fazendo a substituição destas derivadas na equação (3.50), esta toma a forma

$$\frac{\partial}{\partial \chi} F(\chi) = A_1 + \frac{1}{\eta} \cosh \left(\frac{\chi}{A_2} \right) \quad (3.51)$$

que, finalmente, introduzida na equação (3.49) permite determinar a solução a aplicar no método numérico

$$\chi^n = \chi^{n-1} - \left[A_1 + \frac{1}{\eta} \cosh \left(\frac{\chi}{A_2} \right) \right]^{-1} F(\chi) \quad (3.52)$$

3.4.3. Modelo visco-elástico-plástico: solução numérica

A implementação do modelo visco-elástico-plástico é concretizada pela introdução do comportamento de Bair e Winer (equação (3.33)) na equação (3.43), e substituindo a definição de tensão equivalente na mesma equação, obtém-se ([10] e [76]):

$$\frac{u}{G \Delta x} \tau_x(x) - \frac{u}{G \Delta x} \tau_x(x - \Delta x) - \frac{\tau_L}{\eta \sqrt{1 + C^2}} \ln \left(1 - \frac{\tau_x(x)}{\frac{\tau_L}{\sqrt{1 + C^2}}} \right) - \dot{\gamma}_x(x) = 0 \quad (3.53)$$

Para obter a solução da equação (3.53) é, neste caso, aplicado o método das bissecções sucessivas admitindo tensões $\tau_x(x)$ entre 0.0 e $0.999 \times \tau_L$. Encontrado o valor de $\tau_x(x)$ dentro desse intervalo determina-se $\tau_y(x)$ a partir da equação (3.45). No caso de $\tau_x(x)$ não ser encontrado dentro desse intervalo, significa que o valor de τ_{eq} é superior ao valor da tensão de corte limite τ_L suportada pelo lubrificante. Para esta situação é imposto o valor de $\tau_{eq} = \tau_L$ e determina-se $\tau_x(x)$ e $\tau_y(x)$ pelas equações (3.45) e (3.46).

3.5. TEMPERATURAS NO LUBRIFICANTE E NAS SUPERFÍCIES EM CONTACTO

A obtenção das soluções gerais das equações da energia, quer para os sólidos quer para o lubrificante, apresentadas no capítulo anterior, é considerada impraticável ou pode dizer-se impossível. No entanto, existem soluções alternativas conhecidas. São admitidas condições de fluxos de calor constantes ou temperaturas constantes na fronteira, e estas condições são aplicadas a cada célula pertencente à discretização realizada na zona de contacto. Para a obtenção das distribuições de temperatura ao longo do contacto, quer no lubrificante quer nas superfícies, é feita a assemblagem dos resultados obtidos individualmente em cada célula.

3.5.1. Solução numérica para a temperatura no filme lubrificante na zona Hertziana

No caso da solução numérica para a temperatura no filme lubrificante é obtida a solução para um cilindro de fluido com paredes adiabáticas e com os dois topos à temperatura fixada para a interface fluido / sólidos. Esta solução foi conseguida através de transformadas de Laplace, como delineado por Carslaw e Jaeger [13] e apresentado por Tevaarwerk [82].

Aplicando a adimensionalização de coordenadas com as relações:

$$X = \frac{x+a}{a} \Leftrightarrow x = a \times (X - 1) \quad (3.54)$$

$$Z = \frac{z+z_c}{h} \Leftrightarrow z = Z \times h - z_c \quad (3.55)$$

onde a , h e z_c são, respectivamente, a largura de contacto de Hertz, a espessura do filme lubrificante e a posição do plano de corte, a equação (2.145) pode ser reescrita com a forma,

$$\frac{\partial^2 T_F}{\partial Z^2} + \frac{h^2}{k_F} \phi(x, y, z) = P_{eF} \frac{\partial T_F}{\partial X} \quad (3.56)$$

onde $P_{eF} = \alpha_F U_M \frac{h^2}{a}$. Este grupo adimensional P_{eF} é designado por número de Peclet, e pondera quanto à importância relativa entre as duas formas de transferência de calor, isto é, determina se a transferência de calor é predominantemente feita por condução ou por convecção. Para valores elevados de P_{eF} o modo de transferência predominante é a convecção; valores baixos de P_{eF} o modo de transferência predominante é a condução.

As condições fronteira na aplicação da equação (3.56) são:

- $T = 0$ para $X \leq 0 \wedge \forall Z$,
- $T = T_1$ para $X > 0 \wedge Z = A_1$,
- $T = T_2$ para $X > 0 \wedge Z = A_2$,

A solução da equação (3.56) tem a forma [82]:

$$AT_F = \psi_1 T_i + \psi_2 \Gamma_i Q + \psi_3 \phi \quad (3.57)$$

onde $\Gamma_1 = \Gamma$, $\Gamma_2 = (\Gamma - 1)$,

$$\psi_1 = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \{ \operatorname{erfc}[(2n+1)A_i - Z]\xi + [(2n+1)A_i + Z]\xi \} \quad (3.58)$$

$$\psi_2 = \frac{h}{K_f \xi} \times$$

$$\times \left(\operatorname{ierfc}(Z\xi) - \left(\sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \{ \operatorname{ierfc}[(2n+1)A_i - Z]\xi + \operatorname{ierfc}[(2n+1)A_i + Z]\xi \} \right) \right) \quad (3.59)$$

$$\psi_3 = \frac{h^2}{K_f \xi^2} \times$$

$$\times \left(\frac{1}{4} - \left(\sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \{ i^2 \operatorname{erfc}[(2n+1)A_i - Z]\xi + i^2 \operatorname{erfc}[(2n+1)A_i + Z]\xi \} \right) \right) \quad (3.60)$$

sendo possível extrair o aumento de temperatura do lubrificante (AT_F) para uma posição qualquer Oz na espessura do filme lubrificante, conhecidos ϕ , o termo de dissipação de calor interno, e Q , o fluxo de calor gerado no plano de corte no cilindro.

Pretendendo-se calcular a temperatura máxima no fluido lubrificante, isto é, a temperatura no plano de corte, $Z=0$, o aumento de temperatura para essa posição é obtida por ([7], [69] e [82]):

$$AT_{Fc} = \psi_{1c} T_i + \psi_{2c} \Gamma_i Q + \psi_{3c} \phi \quad (3.61)$$

com as funções ψ_{1c} , ψ_{2c} e ψ_{3c} calculadas por,

$$\psi_{1c} = 2 \times \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \{ \operatorname{erfc}[(2n+1)A_i \xi] \} \quad (3.62)$$

$$\psi_{2c} = \frac{h}{K_f \xi} \times \left(\frac{1}{\sqrt{\pi}} - 2 \times \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \{ i \operatorname{erfc}[2(n+1)A_i \xi] \} \right) \quad (3.63)$$

$$\psi_{3c} = \frac{h^2}{K_f \xi^2} \times \left(\frac{1}{4} - 2 \times \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \{ i^2 \operatorname{erfc}[(2n+1)A_i \xi] \} \right) \quad (3.64)$$

com

$$\xi = \sqrt{\frac{P_{eF}}{4 \times \chi}} \quad (3.65)$$

e

$$\chi = \frac{(x_0 - x_i)}{a} \quad (3.66)$$

onde χ representa a distância adimensional à entrada do contacto da direcção Ox , erfc , $i \operatorname{erfc}$ e $i^2 \operatorname{erfc}$ são funções de erro.

As equações (3.57) e (3.61) representam a temperatura do fluido resultante de fontes de calor e planos de corte invariáveis. Num problema EHD as condições fronteira são dependentes da posição, sendo então necessário aplicar equações que permitam o enquadramento de condições fronteira variáveis. Nesse sentido, é possível aplicar uma forma simplificada, discretizada, do integral de Duhamel (segundo Tevaarwerk [82]), permitindo obter a temperatura num dado ponto i do filme lubrificante, como resultado do conjunto de influências que um dado volume de fluido sofreu até ao ponto i . Assim,

$$T(Z, X_i) = \sum_{k=0}^{i-1} (F(Z, X_{k+1}) - F(Z, X_k)) \cdot \psi(Z, (i-k)\Delta X) \quad (3.67)$$

onde $\psi(Z, (i-k)\Delta X)$ representa o coeficiente de influência da célula k sobre a célula i , e $F(Z, X)$ o parâmetro em causa, com $F(Z, 0) = 0$. Pretendendo calcular a temperatura máxima no plano de corte, a equação (3.61) fica com a forma:

$$T(0, X_i) = \sum_{k=0}^{i-1} (T_{\text{superfície}} + P_{\text{dissipada}} + D_{\text{interna}}) \quad (3.68)$$

em que

$$T_{\text{superfície}} = (T_{k+1} - T_k) \cdot \psi_{1c}(i-k)\Delta X \quad (3.69)$$

$$P_{\text{dissipada}} = (\Gamma_{k+1} \times Q_{k+1} - \Gamma_k \times Q_k) \cdot \psi_{2c}(i-k)\Delta X \quad (3.70)$$

$$D_{\text{interna}} = (\phi_{k+1} - \phi_k) \cdot \psi_{3c}(i-k)\Delta X \quad (3.71)$$

3.5.2. Solução numérica para a temperatura nas superfícies

Retomando a equação da energia para os sólidos, a equação (2.161), verifica-se que o valor do número de Peclet para os sólidos (P_{es}), na maioria dos contactos elastohidrodinâmicos, varia no intervalo

$$10 < P_{esi} < 1500$$

pelo que o principal modo de transporte de calor é a convecção, e pouco é o calor difundido na direcção perpendicular à direcção de rolamento, isto é, na direcção Oy . Nestas condições a variação de temperatura nessa direcção (Oy) é desprezável, contribuindo para a simplificação da equação da energia, ficando agora com a forma:

$$\frac{\partial^2 T_i}{\partial X^2} + \frac{c_1^2}{c_3^2} \frac{\partial^2 T_i}{\partial Z^2} = P_{esi} \frac{\partial T_i}{\partial X} \quad (3.72)$$

podendo ser obtida a solução com um pequeno erro [82], sendo admitido uma faixa de largura infinita.

Com vista à solução completa em todo o contacto, obtém-se em primeiro lugar a solução com uma fonte rectangular, com dimensões 2α por ∞ (ver Figura 3.4), e fluxo constante em todo o contacto.

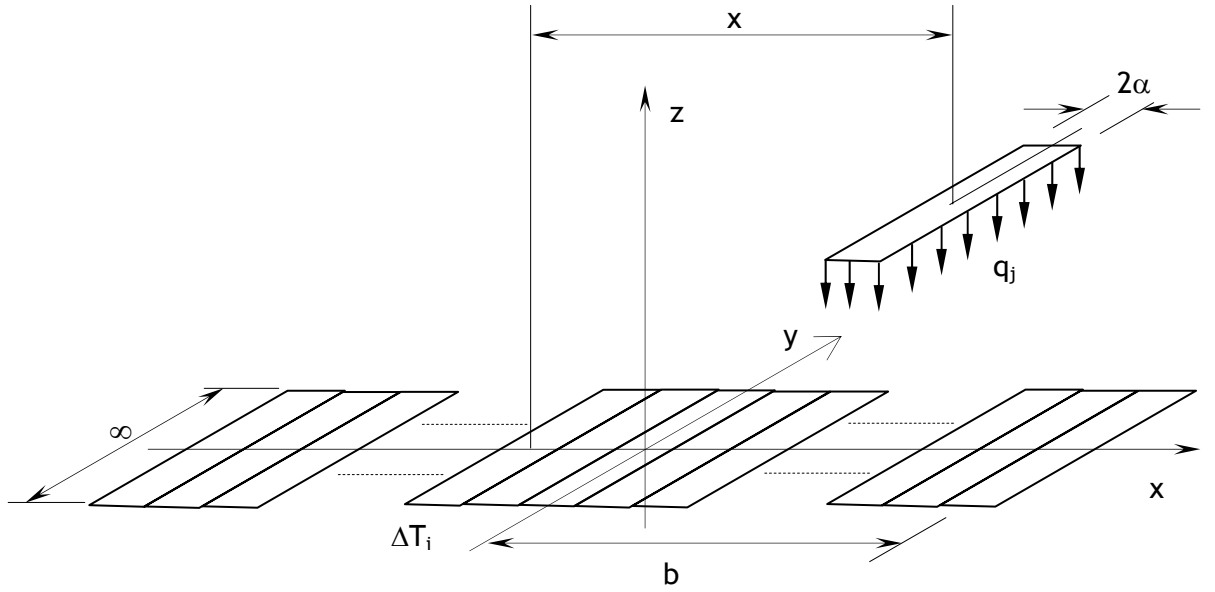


Figura 3.4- Variação de temperatura na célula i pela influência da fonte de calor na célula j.

Carlslaw e Jaeger [13] fornecem a solução para a definição da temperatura nas superfícies dos sólidos como:

$$\Delta T = \frac{qa}{2\pi k_s} e^{\frac{xP_{es}}{2a}} \times \left\{ \left(\frac{\alpha + x}{a} \right) e^{\frac{\alpha P_{es}}{2a}} [K_0(S_5) + K_1(S_5)] + \left(\frac{\alpha - x}{a} \right) e^{\frac{-\alpha P_{es}}{2a}} [K_0(S_6) + K_1(S_6)] \right\} \quad (3.73)$$

onde K_0 e K_1 são funções de Bessel modificadas de 2ª espécie, de ordem zero e um, respectivamente, e

$$S_5 = \frac{Pes}{2a}(x + \alpha) \quad (3.74)$$

$$S_6 = \frac{Pes}{2a}(x - \alpha) \quad (3.75)$$

com $x = x_i - x_j$ a representar a distância entre as células i e j.

A equação (3.73) permite avaliar a variação de temperatura na célula i da superfície de cada sólido, causada pela existência da fonte de calor constante posicionada na célula j . Uma aproximação para a solução completa do problema EHD é a utilização das fontes de calor constantes em cada célula, como analisado anteriormente, mas diferentes em cada célula de todo o contacto. Assim, atendendo a que o problema térmico é linear e recorrendo ao princípio da sobreposição de efeitos, é possível obter a variação total de temperatura numa célula pela soma de todas as contribuições de todas as fontes de calor. A variação de temperatura para uma dada superfície é calculada por ([7], [65], [69] e [82]):

$$\left\{ \Delta T_i \right\} = \left[\mathfrak{R}_{ij} \right] \left\{ q_j \right\} \quad (3.76)$$

com

$\left\{ \Delta T_i \right\}$ - o vector de variação de temperatura

$\left[\mathfrak{R}_{ij} \right]$ - a matriz dos coeficientes de influência

$\left\{ q_j \right\}$ - vector fluxo de calor

Os coeficientes de influência podem ser calculados pela equação (3.73):

$$\mathfrak{R}_{ij} = \frac{a}{2\pi k_s} e^{\frac{x_{ij} P_{es}}{2a}} \times \left\{ \left(\frac{\alpha + x_{ij}}{a} \right) e^{\frac{\alpha P_{es}}{2a}} \left[K_0(S_{sij}) + K_1(S_{sij}) \right] + \left(\frac{\alpha - x_{ij}}{a} \right) e^{\frac{-\alpha P_{es}}{2a}} \left[K_0(S_{6ij}) + K_1(S_{6ij}) \right] \right\} \quad (3.77)$$

3.5.3. A temperatura no filme lubrificante na zona do convergente

A determinação do aumento da temperatura no convergente é realizada a partir do método simplificado proposto por Houpert [48] considerando o aumento de temperatura das superfícies. A diferença de temperatura entre as superfícies e o centro do filme lubrificante para a abscissa x_i ($(\Delta T_{s/c})_i$), desprezando o efeito da convecção, é dado pela equação (2.166), que aplicada à discretização resulta em:

$$(\Delta T_{s/c})_i = \frac{1}{192} \frac{h_i^4}{k_F \times \eta(p_i, T_i)} \left(\frac{dp}{dx} \right)_i^2 + \frac{h_i^3}{24k_F} \frac{dp}{dx} \left(\frac{U_2 - U_1}{h_i} \right)^2 + \frac{1}{8} \frac{h_i^2 \times \eta(p_i, T_i)}{k_F} \left(\frac{U_2 - U_1}{h_i} \right) \quad (3.78)$$

Fazendo intervir o efeito da convecção e admitindo que na abscissa x_{i-1} o aumento de temperatura $(\Delta T)_{i-1}$ é conhecido, o aumento de temperatura $(\Delta T)_i$, na abscissa x_i , é dado por:

$$(\Delta T_{c/c})_i = \frac{(\Delta T_{s/c})_i + \frac{\rho(p_i, T_i) \times c_{pF}}{k_F} \frac{(\Delta T)_{i-1} \times h_i^2}{(x_i - x_{i-1})} \times C}{1 + \frac{\rho(p_i, T_i) \times c_{pF}}{k_F} \frac{h_i^2}{(x_i - x_{i-1})} \times C} \quad (3.79)$$

com

$$C = -\frac{9}{960 \times \eta(p_i, T_i)} \times h_i^2 \times \left(\frac{dp}{dx} \right)_i + \frac{5U_1}{96} + \frac{U_2}{32} \quad (3.80)$$

e admitindo que para a abscissa de entrada $x = x_1$ a temperatura do lubrificante e das superfícies correspondem à temperatura de entrada do lubrificante.

3.5.4. Fluxo de Calor

Tendo por objectivo a obtenção da temperatura nas superfícies é necessário conhecer o fluxo de calor q para essas mesmas superfícies. Esta quantidade pode ser conseguida pela derivação da equação (3.61) e calcular o correspondente valor para $Z = A_1$ e $Z = A_2$ ([82], [7] e [69]):

$$q_{1,2} = -k_F \frac{\partial T_F}{\partial Z} \Big|_{z=A_1, A_2} \quad (3.81)$$

O fluxo de calor pode ser calculado por:

$$q_i = \varphi_1 T_i + \varphi_2 \Gamma_i Q + \varphi_3 \phi \quad (3.82)$$

com

$$\varphi_1 = \frac{2 k_F \xi}{h \sqrt{\pi}} \sum (-1)^n \left\{ e^{-(2n+2)^2 A_i^2 \xi^2} - e^{-4n^2 A_i^2 \xi^2} \right\} \quad (3.83)$$

$$\varphi_2 = \operatorname{erfc}(\xi A_i) - \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \left\{ \operatorname{erfc}[(2n+3)A_i \xi] - \operatorname{erfc}[(2n+1)A_i \xi] \right\} \quad (3.84)$$

$$\varphi_3 = \frac{h}{\xi} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \left\{ \operatorname{ierfc}[2n A_i \xi] - \operatorname{ierfc}[(2n+2)A_i \xi] \right\} \quad (3.85)$$

onde erfc e ierfc são funções de erro, e ξ e χ estão definidos, respectivamente, pelas equações (3.65) e (3.66).

3.5.5. Potência Dissipada

Podendo ser admitida a hipótese de que o corte ocorre apenas e integralmente num plano paralelo às superfícies dos sólidos em contacto, o calor dissipado pelas tensões de corte impostas ao fluido lubrificante pode ser calculado por [82]:

$$Q_i = \tau_{xi} \times \Delta U + \tau_{yi} \times \Delta V \quad (3.86)$$

3.5.6. Dissipação Interna

A função dissipação interna ϕ , interveniente no cálculo da temperatura do fluido lubrificante, é definida como o produto da tensão equivalente pela velocidade de deformação ([48], [72] e [85]):

$$\phi_i = \tau_i \times \dot{\gamma}_i \quad (3.87)$$

3.6. CONCLUSÕES

Foi apresentado um modelo numérico que permite a análise de contactos elastohidrodinâmicos, não conformais, com a incorporação dos efeitos não Newtonianos do lubrificante e das variações de temperatura das superfícies e do lubrificante. Esta ferramenta de simulação permite obter as principais características necessárias ao esclarecimento do que está a ocorrer no interior destes tipos de contactos, nomeadamente a distribuição de pressão, a geometria do filme lubrificante, as distribuições de temperaturas e a distribuição de tensões de corte no lubrificante.

No modelo implementado destacam-se algumas particularidades, que o tornam numa ferramenta versátil:

- a separação entre os fenómenos hidrodinâmicos e dissipativos no interior do contacto;
- a viscosidade aparente como forma de introduzir os efeitos não Newtonianos e térmicos na equação de Reynolds, independentemente dos modelos reológicos e térmicos considerados;
- a possibilidade de opção do modelo reológico que mais se adequa ao comportamento do lubrificante em estudo, sem a necessidade de recorrer a alterações no modelo numérico.

Capítulo 4

Comportamento do Modelo EHD em Regime não Newtoniano e Térmico

4.1. INTRODUÇÃO

Da aplicação da simulação numérica à análise de um contacto EHD, resulta um conjunto alargado de informações de primordial importância, que permitem descrever as condições no interior do contacto, como sejam:

- a distribuição de pressão,
- a geometria do filme lubrificante,
- a distribuição de temperatura no lubrificante,
- as distribuições de temperatura nas superfícies,
- a distribuição da tensão de corte no filme lubrificante e
- o coeficiente de atrito global no contacto.

Estas informações são função das condições de funcionamento impostas ao contacto a ser simulado, nomeadamente:

- a pressão máxima Hertziana P_H ou P_0 (ou força normal),
- a velocidade de rolamento U_M ou velocidade total U_T das superfícies,
- a taxa de escorregamento VE e
- a temperatura de entrada ou de alimentação do lubrificante TOE ,

e ainda função

- do comportamento reológico e das propriedades físicas (a viscosidade, a massa específica e a condutividade térmica) do lubrificante e
- das propriedades elásticas e térmicas dos corpos.

Existem ainda outros factores, que se podem designar por hipóteses, que também afectam o comportamento do contacto. A consideração ou não destas hipóteses depende das condições de funcionamento no interior do contacto. As hipóteses que se destacam para esta análise são as seguintes:

- massa específica — constante / função da pressão / função da pressão e da temperatura,
- condutividade térmica — constante / função da pressão;
- modelo reológico — visco-elástico-plástico / visco-elástico com tensão de referência;
- viscosidade dinâmica — de equilíbrio / viscosidade aparente,

De forma a analisar o comportamento do modelo numérico mediante as variáveis anteriormente descritas, este capítulo está dividido em duas partes, a primeira trata do comportamento do modelo face às variações das condições de funcionamento e a segunda trata do comportamento do modelo mediante as diferentes hipóteses consideradas.

4.2. COMPORTAMENTO DO MODELO: CONDIÇÕES DE FUNCIONAMENTO

No estudo do comportamento do modelo numérico é utilizado o exemplo de um contacto entre dois discos com a geometria indicada na Figura 4.1, submetido ao conjunto de condições de funcionamento descritas na Tabela 4.1. Estas condições de funcionamento são equivalentes às encontradas em aplicações aeronáuticas, utilizando um lubrificante com a designação MIL-L-23699. A utilização deste lubrificante prende-se com a informação disponível sobre este fluido, quer ao nível do seu comportamento reológico quer ao nível das suas características físicas.

Na Tabela 4.2 estão indicados os valores das propriedades físicas dos materiais que constituem os discos considerados.

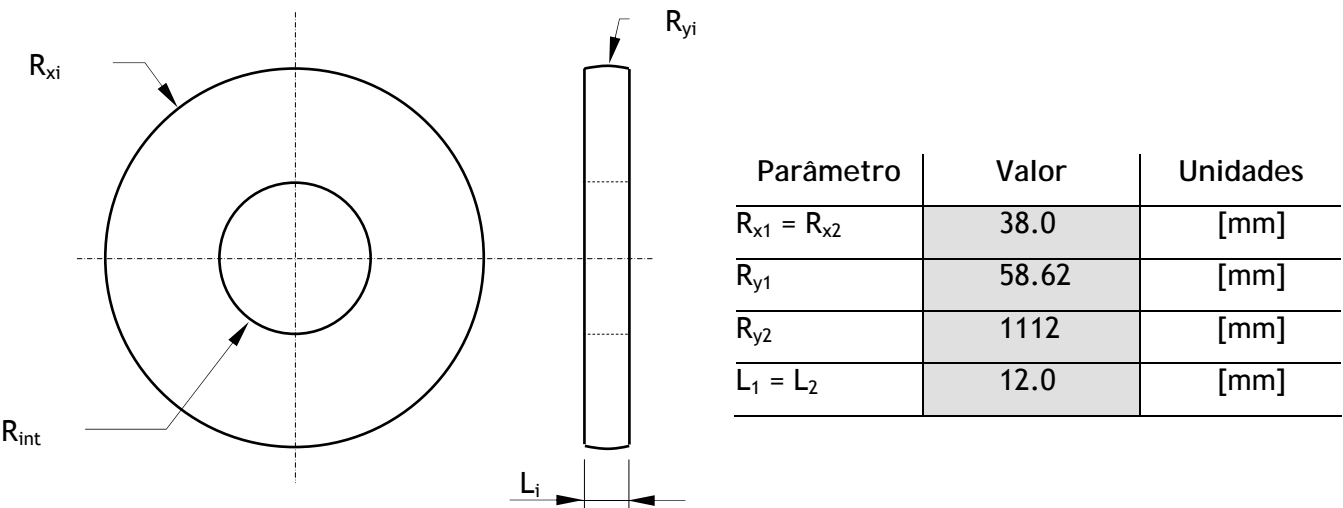


Figura 4.1- Geometria dos discos.

	TOE [°C - °K]	P _H [GPa]	U _T [m/s]	VE [%]
	60 - 333	1.0	20	≈ 0
Caso de referência	80 - 353	1.5	40	1
	100 - 373	2.0	60	10

Tabela 4.1- Condições de funcionamento.

Designação do Parâmetro	Parâmetro	Valor	Unidades
Módulo de elasticidade ou de Young	$E_1 = E_2$	210	[GPa]
Coeficiente de Poisson	$\nu_1 = \nu_2$	0.3	[/]
Condutividade térmica	k_s	46.0	[W/m.°K]
Calor específico	c_{ps}	460.0	[J/kg.°K]
Massa específica	ρ_s	7800	[kg/m ³]

Tabela 4.2- Propriedades físicas do material dos discos.

Admitindo o comportamento visco-elástico-plástico do lubrificante e a partir de ensaios realizados para a obtenção das suas curvas de tracção, foi possível conhecer os correspondentes parâmetros reológicos aplicando o modelo desenvolvido por Sottomayor [77]. Os parâmetros que definem o referido comportamento são apresentados na Tabela 4.3.

	Parâmetro	Valor ($T_0 = 80^\circ\text{C}$)	Unidades
Módulo Corte	G_{F0}	$31.771 \times 10^{+03}$	[Pa]
	α_G	3.0225×10^{-09}	[Pa ⁻¹]
	β_G	$6.6040 \times 10^{+03}$	[°K]
Tensão Limite	τ_{L0}	$7.3064 \times 10^{+06}$	[Pa]
	$\alpha_{\tau L}$	1.2698×10^{-09}	[Pa ⁻¹]
	$\beta_{\tau L}$	0.0	[°K]

Tabela 4.3- Módulo de corte transversal (G_F) e a tensão de corte limite (τ_L) - modelo visco-elástico-plástico.

A forma adoptada para apresentar o comportamento do modelo face à variação das condições de funcionamento foi a seguinte: a partir de um caso de referência, com as condições de funcionamento assinaladas na Tabela 4.1, é imposta a variação de cada uma dessas condições de funcionamento isoladamente. Assim, a leitura dos gráficos, apresentados em conjuntos de 9, nas figuras que se seguem, deverá ser feita segundo as direcções indicadas no esquema da Figura 4.2. Ao centro está colocado o caso considerado de referência: $TOE = 80^\circ\text{C}$, $P_0 = 1.5\text{GPa}$, $U_T = 40\text{m/s}$ e $VE = 1\%$ e em cada direcção pode ser analisada a variação imposta por cada uma das condições de funcionamento, conforme se indica:

- 1 - Variação da temperatura de entrada, TOE: 1.1 - 60°C, 1.2 - 80°C e 1.3 - 100°C;
- 2 - Variação da pressão máxima de Hertz, P_0 : 2.1 - 1.0GPa, 2.2 - 1.5GPa e 2.3 - 2.0GPa;
- 3 - Variação da velocidade total, U_T : 3.1 - 20m/s, 3.2 - 40m/s e 3.3 - 60m/s;
- 4 - Variação da taxa de escorregamento, VE: 4.1 - $\approx 0\%$, 4.2 - 1% e 4.3 - 10%.

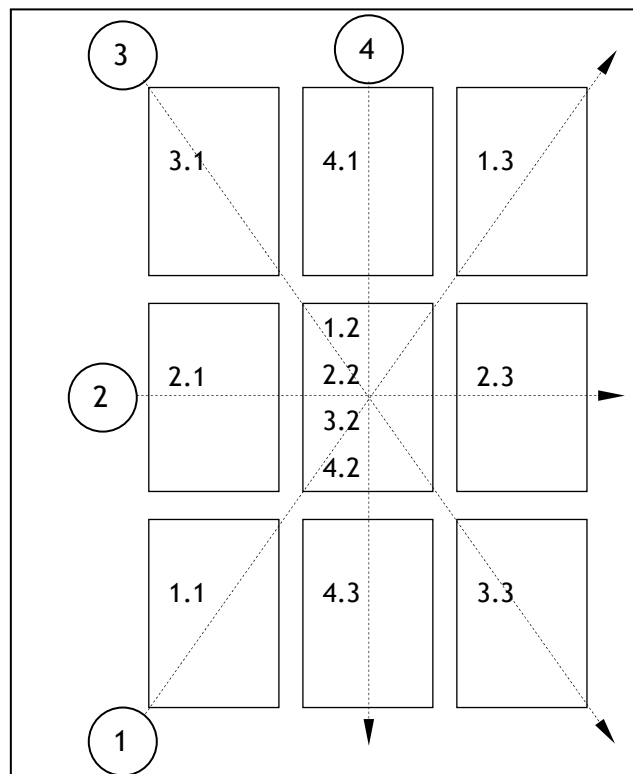


Figura 4.2- Leitura dos gráficos na análise das condições de funcionamento.

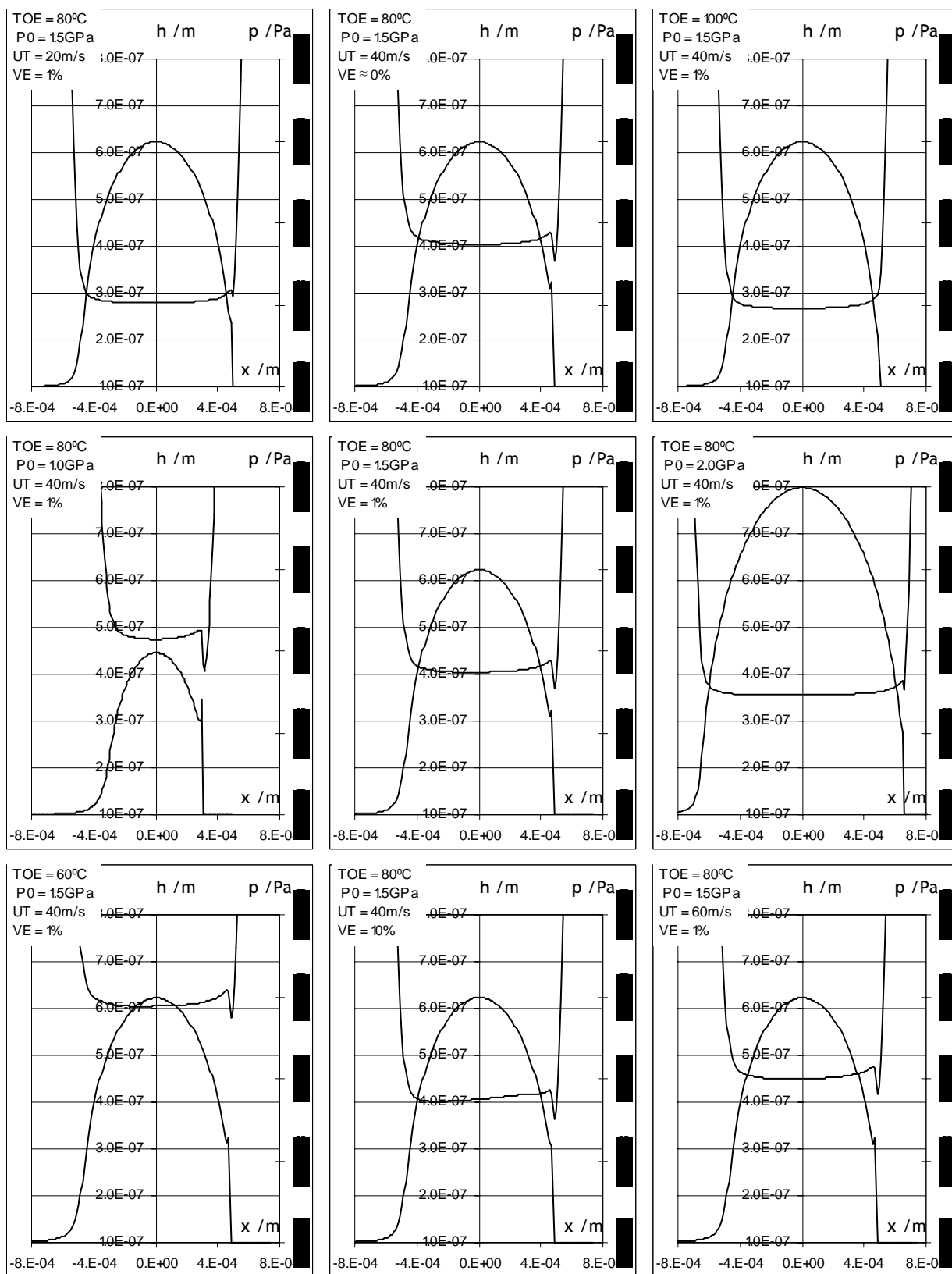


Figura 4.3- Distribuições de pressão e geometrias do filme lubrificante - variação das condições de funcionamento.

4.2.1. Distribuição de pressão e geometria do filme lubrificante

Na Figura 4.3 podem ser observados os efeitos promovidos pelo aumento de cada uma das condições de funcionamento sobre a distribuição de pressão e a geometria do filme lubrificante. Assim, verifica-se que:

- TOE - Direcção -1

O aumento da temperatura de entrada do lubrificante provoca a diminuição global da espessura do filme lubrificante e o relaxamento da geometria na saída da zona de alta pressão (ZAP), com a perda de significado da espessura mínima nessa zona. A distribuição de pressão não apresenta variações significativas, exceptuando pequenas variações locais, nomeadamente no pico de pressão.

- P_0 - Direcção -2

O aumento da pressão máxima de Hertz (ou da carga) provoca a diminuição global da espessura do filme, menos acentuada do que para o aumento da TOE, e uma redução significativa do efeito de espessura mínima na saída da ZAP. Verifica-se, na geometria do filme e na distribuição de pressão, o alargamento da ZAP e também a diminuição do pico de pressão.

- U_T - Direcção -3

O aumento da velocidade total (ou velocidade de rolamento) conduz ao aumento global da espessura do filme lubrificante e ao aumento da restrição na saída da ZAP, pondo em evidência o pico de pressão.

- VE - Direcção -4

O aumento da taxa de escorregamento altera a forma da geometria do filme lubrificante na ZAP, sem alteração da espessura global do filme; ocorre também um ligeiro atenuar do pico de pressão.

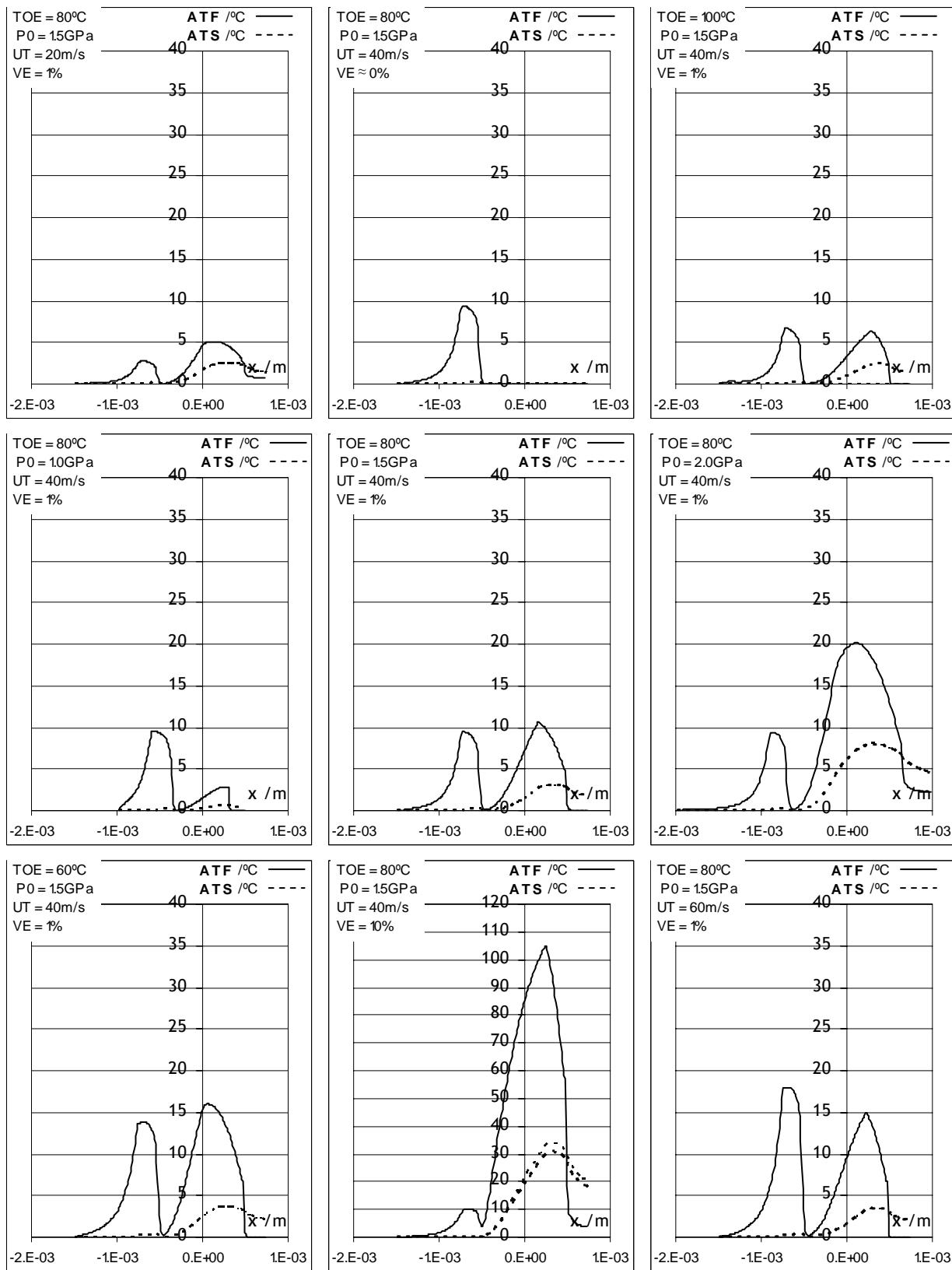


Figura 4.4- Aumentos de temperatura do lubrificante e das superfícies - variação das condições de funcionamento.

4.2.2. Aumentos de temperatura do lubrificante e das superfícies

Na Figura 4.4 são apresentados os gráficos evidenciando os efeitos promovidos pelo aumento de cada uma das condições de funcionamento sobre os aumentos de temperatura do lubrificante e das superfícies. São constatados os seguintes efeitos:

- TOE - Direcção -1

O aumento da temperatura de entrada do lubrificante conduz a aumentos de temperatura do lubrificante, quer no convergente quer na zona de Hertz, menos acentuados. Os aumentos de temperatura das superfícies apresentam uma diminuição muito ténue.

- P_0 - Direcção -2

O aumento da carga não influencia os aumentos de temperatura do lubrificante e das superfícies no convergente. Pelo contrário, na zona de Hertz, os aumentos de temperatura das superfícies e do lubrificante são maiores quanto maior for a pressão máxima de Hertz suportada pelo contacto.

- U_T - Direcção -3

O aumento da velocidade total das superfícies conduz a aumentos de temperatura do lubrificante mais acentuados, quer no convergente quer na zona de Hertz. Consta-se também que, para a taxa de escorregamento de 1%, o efeito do aumento da velocidade é mais acentuado na zona do convergente comparativamente com a zona de Hertz. Os aumentos de temperatura das superfícies acentuam-se ligeiramente com o aumento da velocidade total, na zona de Hertz.

- VE - Direcção -4

No convergente, o aumento da taxa de escorregamento não produz variações significativas na temperatura do lubrificante e das superfícies. Na zona de Hertz ou zona de alta pressão, o aumento de VE impõe aumentos de temperatura do lubrificante e das superfícies cada vez maiores. Para o valor mais elevado de VE, 10%, a diferença de velocidade entre as duas superfícies é elevada, permitindo distinguir os aumentos de temperatura ocorridos em cada uma delas.

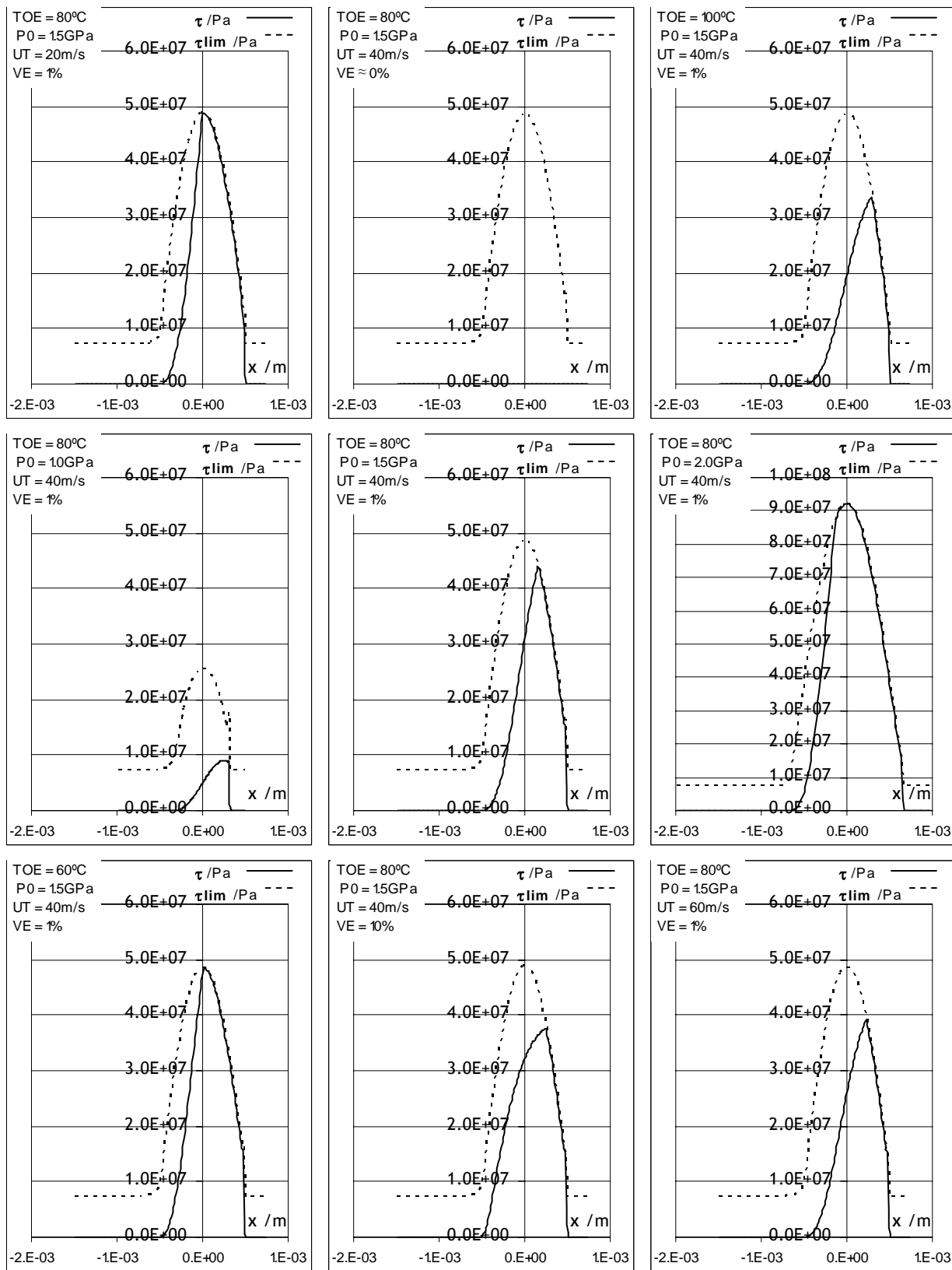


Figura 4.5- Tensões de corte no lubrificante e tensão de corte limite - variação das condições de funcionamento.

4.2.3. Distribuição de tensões de corte no filme lubrificante

A Figura 4.5 mostra os efeitos provocados pela variação das condições de funcionamento sobre a distribuição de tensões de corte que ocorrem no interior do filme lubrificante. Na mesma figura é também indicada a variação da tensão de corte limite no interior do contacto. Assim,

- TOE - Direcção -1

O aumento da temperatura do lubrificante à entrada do contacto implica a diminuição da viscosidade e do módulo de corte transversal (G_F), reduzindo quer a componente viscosa quer a componente elástica das tensões de corte. Na zona de alta pressão e para maiores valores da temperatura do lubrificante, o comportamento do lubrificante, marcadamente elástico, tende a exibir um aumento das tensões de corte menos acentuado, devido aos menores valores de G_F , vindo a atingir a tensão de corte limite mais "tarde" (mais junto da saída do contacto). Globalmente, tal resulta de serem geradas tensões de corte menores no interior do filme e, consequentemente, menores aumentos de temperatura (como já se constatou anteriormente).

- P_0 - Direcção -2

O aumento da carga (ou pressão máxima de Hertz), apesar de impor maiores aumentos de temperatura do lubrificante, o seu efeito sobre o valor de G_F é preponderante, produzindo aumentos de tensões de corte mais acentuados e originando que as tensões de corte alcancem mais "cedo" a tensão de corte limite.

- U_T - Direcção -3

Para um mesmo valor de VE, aumentando a velocidade total, resulta no aumento da velocidade de deformação, provocando o aumento das tensões de corte. No entanto o aumento de U_T provoca o aumento da espessura do filme lubrificante o que contraria, em parte, o aumento da velocidade de deformação. Por outro lado, uma das consequências do aumento da velocidade de deformação é o aumento de temperatura na ZAP, originando a diminuição das propriedades do lubrificante, principais impulsionadoras do aumento das tensões de corte, nomeadamente G_F . O efeito final do aumento de U_T sobre as tensões de corte é o resultado final da interacção das várias influências apresentadas. Para as condições de funcionamento consideradas o aumento de U_T produz a diminuição das tensões de corte no lubrificante.

▪ VE - Direcção -4-

O aumento da taxa de escorregamento, impondo o aumento da velocidade de deformação, conduziria a um aumento contínuo das tensões de corte caso não fosse considerado o efeito do aumento de temperatura do interior do lubrificante. Admitindo o aumento de temperatura no contacto, a partir de determinados valores de VE o efeito térmico promove a diminuição de G_F e $\eta_{equil.}$ levando à geração de menores tensões de corte no lubrificante.

A partir da análise apresentada, verifica-se que o modelo numérico responde eficazmente à alteração das condições de funcionamento e no sentido do que é experimentalmente observado e numericamente determinado por vários autores ([17], [36], [38], [44], [51], [52], [60], [64], [69], [94]).

4.3. COMPORTAMENTO DO MODELO: CONSIDERAÇÃO DE DIFERENTES HIPÓTESES

Analisa-se, em seguida, a influência de algumas hipóteses, passíveis de serem consideradas, sobre a resposta do modelo numérico desenvolvido. A resposta do modelo é baseada nas alterações verificadas nas distribuições de pressão, na geometria do filme, nas temperaturas do lubrificante e das superfícies e nas tensões de corte no lubrificante.

Os resultados anteriormente apresentados, para a análise da influência das condições de funcionamento, são agora utilizados como referência de forma a evidenciar os efeitos promovidos pela consideração das diferentes hipóteses. De salientar que os resultados de referência foram obtidos tendo em conta que a massa específica do lubrificante é função da pressão e temperatura (equação (2.124)), a condutividade térmica do lubrificante é função da pressão (equação (2.125)) e o lubrificante tem um comportamento visco-elástico-plástico (equação (2.107)).

4.3.1. A influência da massa específica do lubrificante

Na análise da influência da massa específica são consideradas duas hipóteses: massa específica função da pressão (sem o efeito da temperatura) e massa específica constante.

Massa específica função da pressão: $\rho = \rho(p)$

Nestas condições, as alterações com significado, ao nível da geometria e distribuição de pressão, só se verificam para as condições de funcionamento que proporcionem

aumentos muito acentuados de temperatura e simultaneamente menores pressões. Dentro das condições de funcionamento anteriormente apresentadas na Tabela 4.1, a Figura 4.6 apresenta o caso mais significativo ao nível de alteração da geometria e distribuição de pressão. Assim, admitindo a massa específica independente da temperatura, ocorre uma ligeira diminuição da espessura do filme, nas zonas do interior do contacto que suportam os maiores aumentos de temperatura, de forma a manter o produto $(\rho.h)$ constante ([23] e [81]). Verifica-se que a diminuição de espessura no centro do contacto (h_c), para estas condições de funcionamento, é aproximadamente de 4.7%. A Figura 4.6, mostra também que a distribuição de pressão não apresenta variações significativas.

Para os restantes parâmetros, nomeadamente os aumentos de temperatura e as tensões de corte, não se verificou qualquer influência de registo.

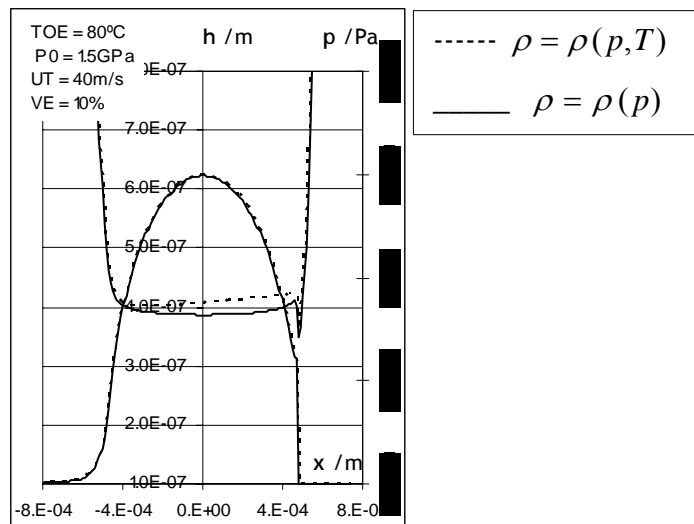


Figura 4.6- Geometria do filme e distribuição de pressão - massa específica função da pressão e temperatura vs. massa específica função da pressão.

Massa específica constante: $\rho = \text{constante}$

Admitindo que a massa específica é independente da pressão e da temperatura, verificam-se alterações significativas, em particular sobre a geometria do filme lubrificante. A análise da Figura 4.7 mostra que, considerando a massa específica constante, a geometria do filme na zona de Hertz torna-se praticamente plana, apresentando uma maior espessura do filme lubrificante, enquanto que a espessura mínima, dependendo das condições de funcionamento, não sofre alterações muito significativas. Os aumentos da espessura do filme no centro do contacto (h_c) verificados na Figura 4.7-a e Figura 4.7-b são de 18.3% e de 12.1%, respectivamente.

A Figura 4.7 mostra também que as distribuições de pressão sofrem um ligeiro aumento do pico de pressão, dependendo das condições de funcionamento.

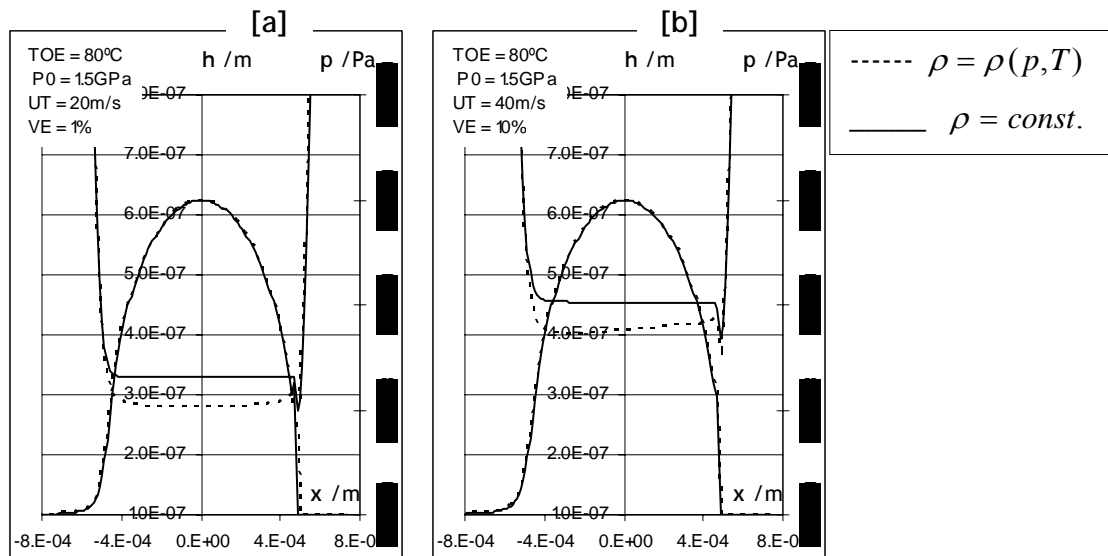


Figura 4.7- Geometria do filme e distribuição de pressão - massa específica função da pressão e temperatura vs. massa específica constante.

Os aumentos de temperatura no contacto não sofrem alterações significativas, enquanto que as tensões de corte máximas, atingidas no seio do lubrificante, diminuem ligeiramente e atingem a tensão limite para valores de x/a ligeiramente maiores, como se mostra na Figura 4.8.

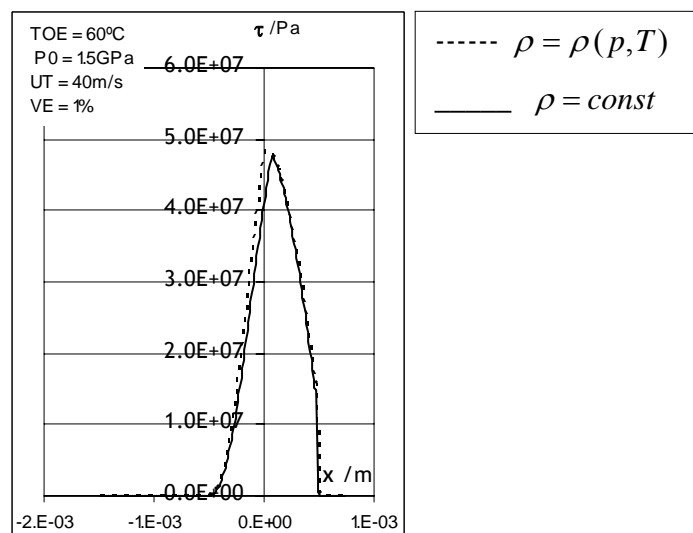


Figura 4.8- Tensões de corte - massa específica função da pressão e temperatura vs. massa específica constante.

4.3.2. A influência da condutividade térmica do lubrificante

Wang et al. [85], através da aproximação a valores experimentais, demonstraram a forte influência da pressão sobre a condutividade térmica, verificando que esta aumenta com o aumento da pressão. Se for admitida uma condutividade térmica constante, surgem alterações da temperatura do lubrificante e das superfícies, impostas pela modificação da quantidade de calor evacuado do interior do contacto.

A Figura 4.9 compara as distribuições de temperatura no lubrificante e nas superfícies, considerando a condutividade térmica função da pressão ou constante. Na Tabela 4.4 são apresentadas as diferenças entre os aumentos máximos de temperatura no lubrificante e na superfície mais quente, passando de $k=k(p)$ para $k=const$. Da Figura 4.9 e da Tabela 4.4 destacam-se os seguintes aspectos:

- Os aumentos de temperatura na zona do convergente não apresentam alterações significativas.
- Na zona de alta pressão, ou zona de Hertz, verificam-se maiores aumentos de temperatura no lubrificante e menores aumentos de temperatura nas superfícies, quando é admitida a condutividade térmica constante.
- As diferenças encontradas nos aumentos de temperatura, quer do lubrificante quer das superfícies, são mais acentuadas para as condições de funcionamento que proporcionem maior geração de calor no interior do contacto (Figura 4.9 - b).

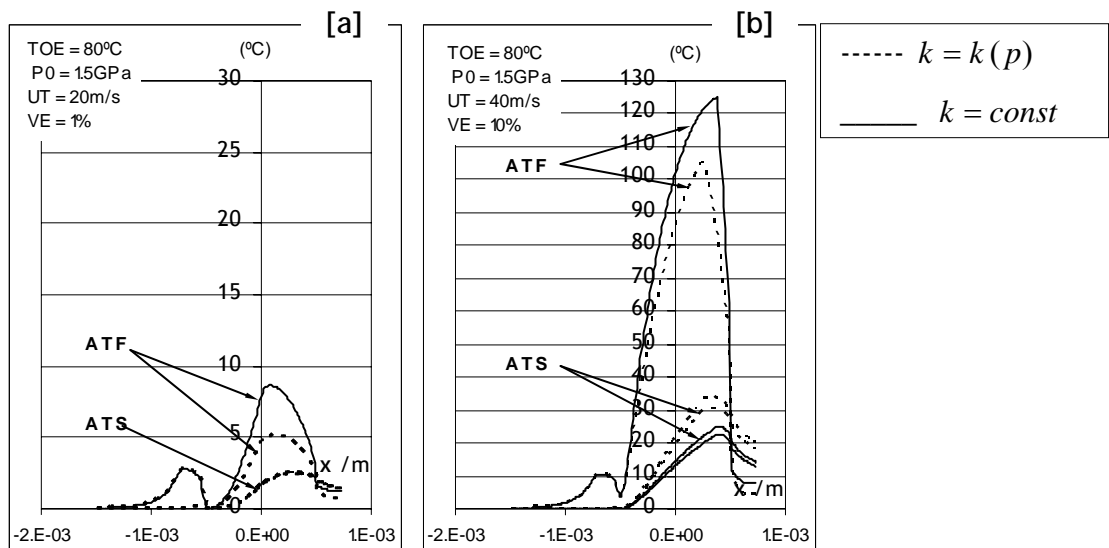


Figura 4.9- Aumentos de temperatura - condutividade térmica do lubrificante função da pressão vs. constante.

	Figura 4.9	Diferença (°C)	Diferença (%)
ATF _{MAX}	[a]	+ 3.5	+ 68.1
	[b]	+ 20	+ 19.0
ATS _{MAX}	[a]	≈ 0	≈ 0
	[b]	- 8.9	- 26.3

Tabela 4.4- Diferenças absolutas e percentuais dos aumentos máximos de temperatura no lubrificante e na superfície mais quente, passando de $k=k(p)$ para $k=const$.

Havendo alterações significativas de temperatura ao nível do fluido lubrificante, ocorrem, necessariamente, alterações das propriedades do lubrificante que impõem, por sua vez, a alteração das tensões de corte no filme lubrificante. Uma vez mais, para as condições de funcionamento que promovem maior geração de calor a diminuição das tensões de corte também é mais acentuada, como se pode constatar pela Figura 4.10.

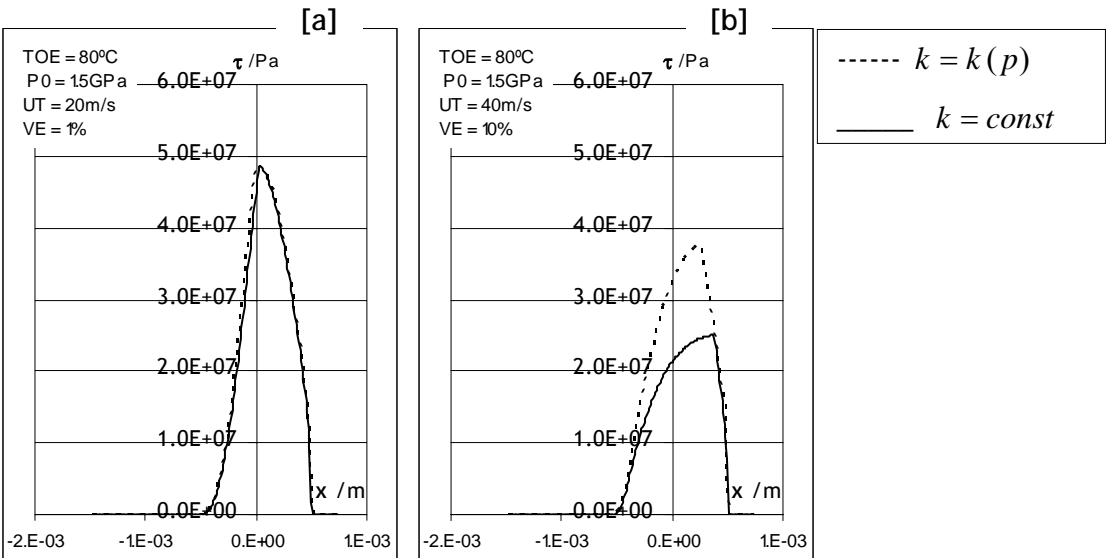


Figura 4.10- Tensões de corte - condutividade térmica do lubrificante função da pressão vs. constante.

A influência sobre a distribuição de pressão e sobre a geometria do filme lubrificante, provocada pela consideração da condutividade térmica constante, só ocorre para as condições de funcionamento que impõem maior geração de calor. A Figura 4.11 mostra que a diferença principal diz respeito ao desaparecimento da espessura mínima. Este facto ocorre devido ao acentuado aumento de temperatura do lubrificante junto à saída da zona de alta pressão (Figura 4.9 - b). Nas restantes condições de funcionamento não ocorrem alterações significativas ao nível da distribuição pressão e da geometria do filme lubrificante.

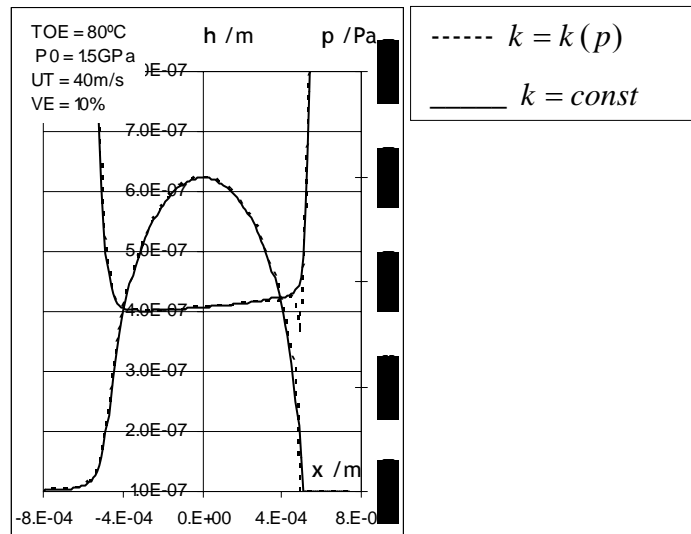


Figura 4.11- Geometria do filme lubrificante e distribuição de pressão - condutividade térmica função da pressão vs. constante.

4.3.3. A influência do modelo reológico

Como foi referido no início deste capítulo, tem vindo a ser considerado um comportamento visco-elástico-plástico. No caso de se admitir um comportamento visco-elástico com tensão de referência (equação (2.104)), a partir das curvas de tracção experimentais do lubrificante, com a referência MIL-L-23699, e pela aplicação do modelo desenvolvido por Sottomayor [77], obtém-se os parâmetros apresentados na Tabela 4.5.

	Parâmetro	Valor ($T_0 = 80^\circ\text{C}$)	Unidades
Módulo Corte	G_{F0}	$37.402 \times 10^{+03}$	[Pa]
	α_G	2.9499×10^{-09}	[Pa $^{-1}$]
	β_G	$7.5221 \times 10^{+03}$	[°K]
Tensão Limite	τ_0	$2.1847 \times 10^{+06}$	[Pa]
	α_{τ_0}	0.3889×10^{-09}	[Pa $^{-1}$]
	β_{τ_0}	18.942	[°K]

Tabela 4.5- Módulo de corte transversal (G_F) e a tensão de corte de referência (τ_0) - modelo visco-elástico com tensão de referência.

Na Figura 4.12 são confrontadas as geometrias do filme lubrificante e as distribuições de pressão obtidas pelos modelos reológicos visco-elástico-plástico e visco-elástico com tensão de referência, para as seguintes condições de funcionamento: temperatura de entrada de 80°C, pressão máxima de Hertz de 1.5GPa, taxa de escorregamento de 1% e três velocidades totais 20, 40 e 60m/s.

Como se constata, a alteração do modelo reológico, promove um ligeiro aumento da espessura do filme no centro do contacto e mantém a espessura mínima, quanto existente, na saída da zona de alta pressão. Verifica-se, também, que as diferenças encontradas dependem das condições de funcionamento envolvidas. Para as distribuições de pressão não se registam modificações significativas. Para as restantes condições de funcionamento são verificados efeitos idênticos.

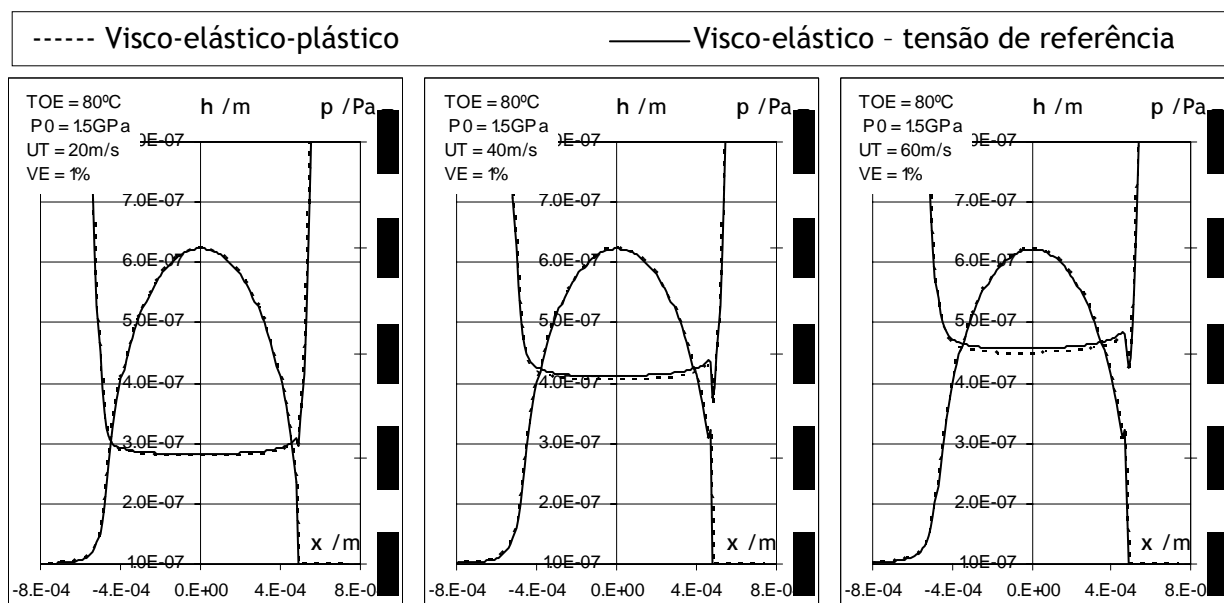


Figura 4.12- Geometria do filme e distribuição de pressão - modelo visco-elástico-plástico vs. modelo visco-elástico com tensão de referência.

Os efeitos observados ao nível dos aumentos de temperatura do lubrificante, devido à alteração de modelo reológico, são pouco significativos: na zona do convergente não se registam alterações, na zona de Hertz e para os aumentos máximos é que se destacam ligeiras diferenças; ao nível dos aumentos de temperatura das superfícies não são perceptíveis quaisquer diferenças.

Para as distribuições de tensão de corte também não são registadas alterações significativas. De salientar que se assim não fosse, as curvas de tracção numéricas não corresponderiam às curvas de tracção experimentais. Os parâmetros obtidos usando o modelo numérico de Sottomayor [77] são de forma a corresponderem às curvas experimentais, quer seja admitido um comportamento visco-elástico-plástico ou um comportamento visco-elástico com tensão de referência.

4.3.4. Viscosidade de Equilíbrio vs. Viscosidade Aparente

No parágrafo referente às propriedades dos lubrificantes, incluído no capítulo 2, são apresentadas diferentes equações para descrever a variação da viscosidade dinâmica de um lubrificante, submetido a diferentes condições de pressão e temperatura, que normalmente ocorrem no interior de um contacto EHD. Como se verificou, para condições de baixa pressão, as mesmas que ocorrem na zona do convergente, as diferentes equações de viscosidade prevêm valores idênticos. Para pressões mais elevadas, como as observadas na zona de transição convergente / zona Hertziana e na zona de Hertziana, ocorrem diferenças muito significativas.

No parágrafo 3.2.1 foi adoptada uma forma simples de introduzir os efeitos não Newtonianos e térmicos na equação de Reynolds (tendo esta equação sido obtida admitindo um comportamento Newtoniano), a partir do conhecimento das tensões de corte e da velocidade de deformação a que o lubrificante está submetido em cada ponto.

Vários autores são unânimes em afirmar que a geração da espessura do filme lubrificante num contacto EHD é concretizada na zona do convergente ([51], [63] e [94]). No entanto colocam-se algumas questões quanto à alteração da espessura e da geometria do filme pela utilização de qualquer uma das diferentes equações de viscosidade de equilíbrio ou pela utilização da viscosidade aparente.

Para as condições de funcionamento que têm vindo a ser utilizadas neste capítulo, são comparadas, na Figura 4.13, as variações de viscosidade no interior do contacto obtidas a partir de três equações de viscosidade de equilíbrio, a lei de Barus (B), a lei de Roelands (R) e a lei de volume livre (W), e a partir da viscosidade aparente (ap).

Na Figura 4.13 adoptou-se o esquema de apresentação dos resultados indicado na Figura 4.2.

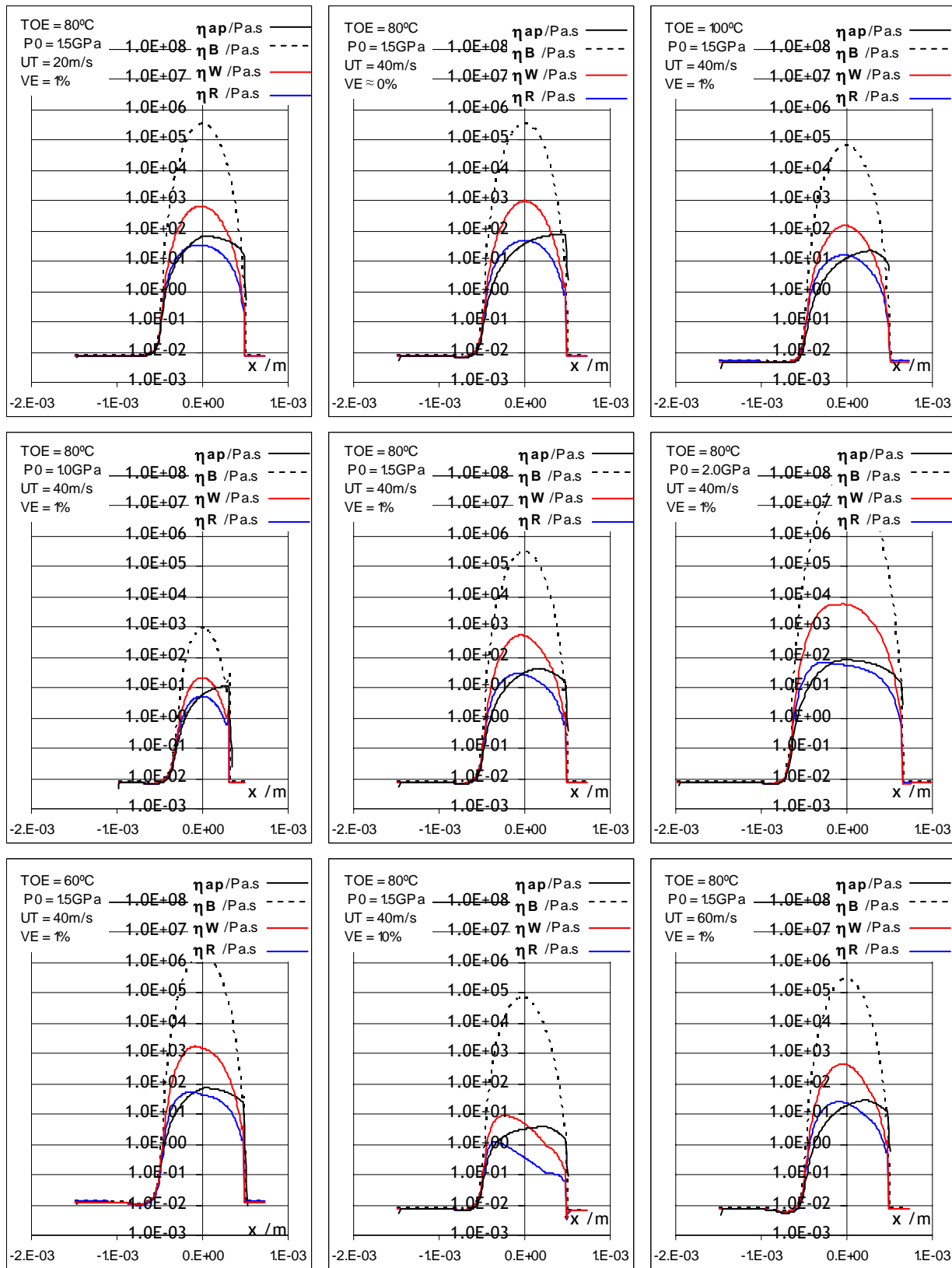


Figura 4.13- Variação da viscosidade no interior do contacto: viscosidade aparente, lei de Barus, lei de Roelands e Volume Livre.

Como pode ser observado na Figura 4.13 existem diferenças significativas nas diferentes formas de obtenção da viscosidade, de onde podem ser destacadas as seguintes:

- Globalmente, a lei de Barus destaca-se, prevendo valores de viscosidade sempre muito superiores às restantes leis, enquanto que as equações de Roelands e de Volume Livre apresentam comportamentos idênticos. A viscosidade aparente apresenta comportamentos mais ou menos distintos das restantes, dependendo das condições de funcionamento, e quantitativamente coloca-se entre as leis de Roelands e de Volume Livre.
- A lei de Barus, para qualquer das condições de funcionamento consideradas, não apresenta qualquer sensibilidade (visível na escala em causa da Figura 4.13) aos aumentos de temperatura, enquanto as viscosidades de Roelands e de Volume Livre são bastante influenciadas pelo aumento de temperatura.
- A viscosidade aparente apresenta variações mais ou menos simétricas em relação à posição central do contacto ($x=0$) dependendo das condições de funcionamento. Estas formas são características dependendo da componente do comportamento reológico do lubrificante dominante, a viscosa ou a elástica.

A influência da lei de viscosidade sobre a geometria do filme lubrificante e sobre a distribuição de pressão é ilustrada na Figura 4.14, para as condições de funcionamento apresentadas no início deste capítulo.

Na Figura 4.14 são apresentadas as distribuições de pressão e as geometrias do filme lubrificante obtidas para as condições de funcionamento: $TOE = 80^{\circ}C$, $U_T = 40$ m/s, $VE = 1\%$ e $P_0 = 1.0, 1.5$ e 2.0 GPa. Os gráficos da Figura 4.14 são referenciados com as letras B, ap e R, correspondendo à utilização, respectivamente, da lei de Barus, da viscosidade aparente e da lei de Roelands.

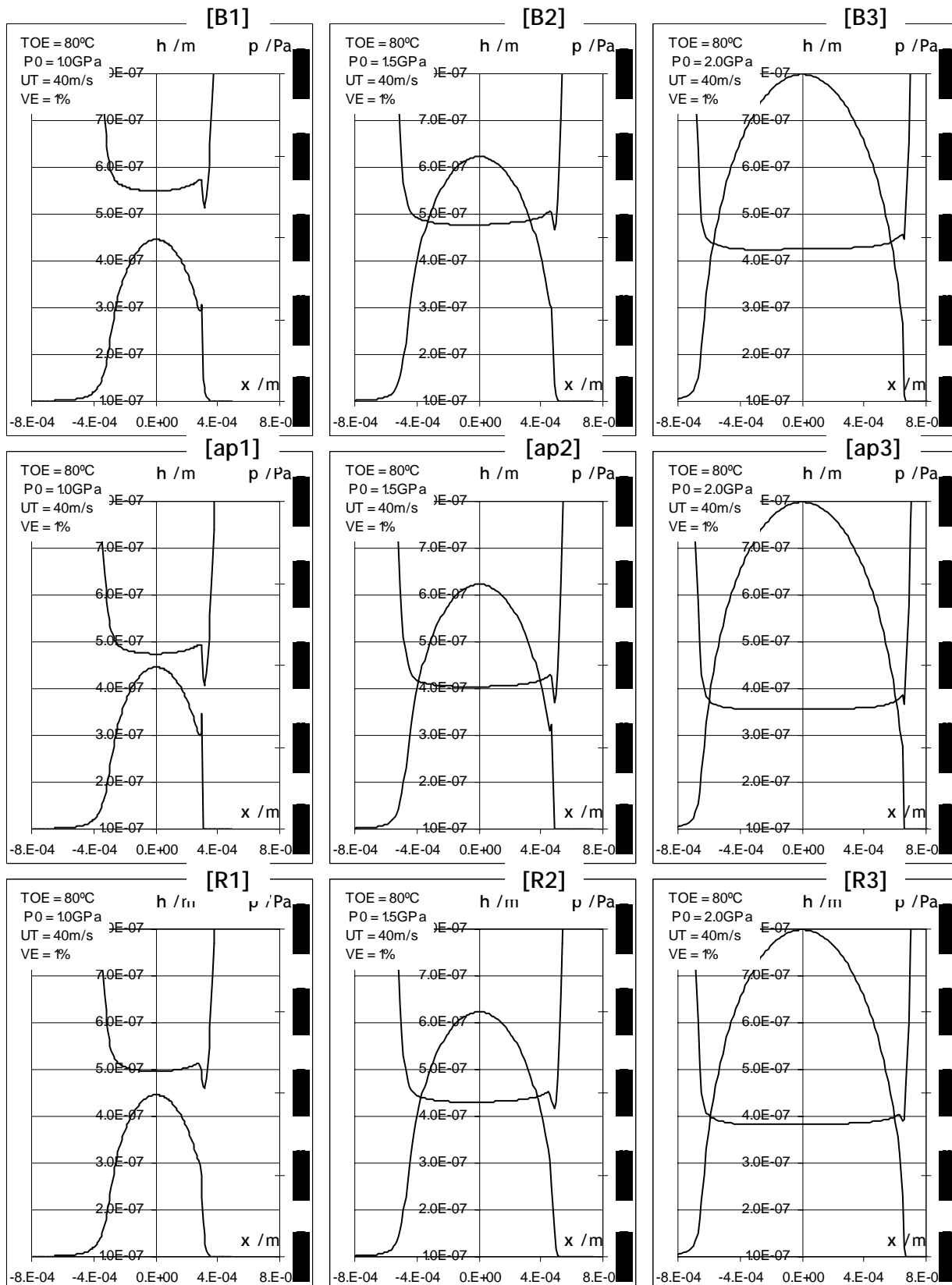


Figura 4.14- Distribuições de pressão e geometrias do filme lubrificante: lei de Barus (-B-), viscosidade aparente (-ap-) e lei de Roelands (-R-) - TOE = 80°C, $U_T = 40$ m/s, $VE = 1\%$ e $P_0 = 1.0$ GPa, 1.5 GPa e 2.0 GPa.

A análise da Figura 4.14 mostra que:

- A espessura do filme lubrificante é superior quando se consideram leis de viscosidade de equilíbrio, Barus e Roelands, em detrimento da viscosidade aparente, apesar dos valores de viscosidade aparente na zona Hertziana serem superiores aos da viscosidade de Roelands.
- A geometria do filme, ou a forma do filme, na zona central do contacto não apresenta diferenças significativas consoante a lei de viscosidade utilizada.
- Ao nível local, verificam-se diferenças na relação h_m/h_0 , a qual é mais acentuada quanto é considerada a viscosidade aparente, para a condição de pressão Hertziana mais baixa ($P_0=1.0\text{GPa}$). As diferenças diminuem com o aumento da pressão Hertziana.
- Esta última divergência repercute-se ao nível local da distribuição de pressão, no designado pico de pressão na saída da zona de alta pressão; globalmente a distribuição de pressão não apresenta diferenças consoante a lei de viscosidade utilizada.

Esta análise mostra a influência das diferentes formas de considerar a viscosidade no interior de um contacto EHD. No entanto, não ficou esclarecido porque razão as diferentes leis de viscosidade originam diferenças de espessura do filme lubrificante, uma vez que maiores valores de viscosidade na zona central do contacto nem sempre correspondem a maiores valores de espessura no centro do contacto.

A Figura 4.15 compara os valores de espessura do filme lubrificante no centro do contacto correspondentes aos casos apresentados na Figura 4.14. Tomando por referência a viscosidade aparente, verifica-se que a espessura do filme lubrificante no centro do contacto é 4.5% a 7.6% maior quando se usa a lei de Roelands, e 15.8% a 19.8% quando se usa a lei de Barus.

Para justificar estas diferenças analisou-se o que se passa na zona de transição entre o convergente e a zona Hertziana. Tomando como referência a abcissa $x=-a$ e analisando as variações da viscosidade dadas pelas leis de Barus e de Roelands e pela viscosidade aparente, na vizinhança dessa abcissa, é possível evidenciar diferenças que permitem justificar as discrepâncias de espessura do filme lubrificante no centro do contacto.

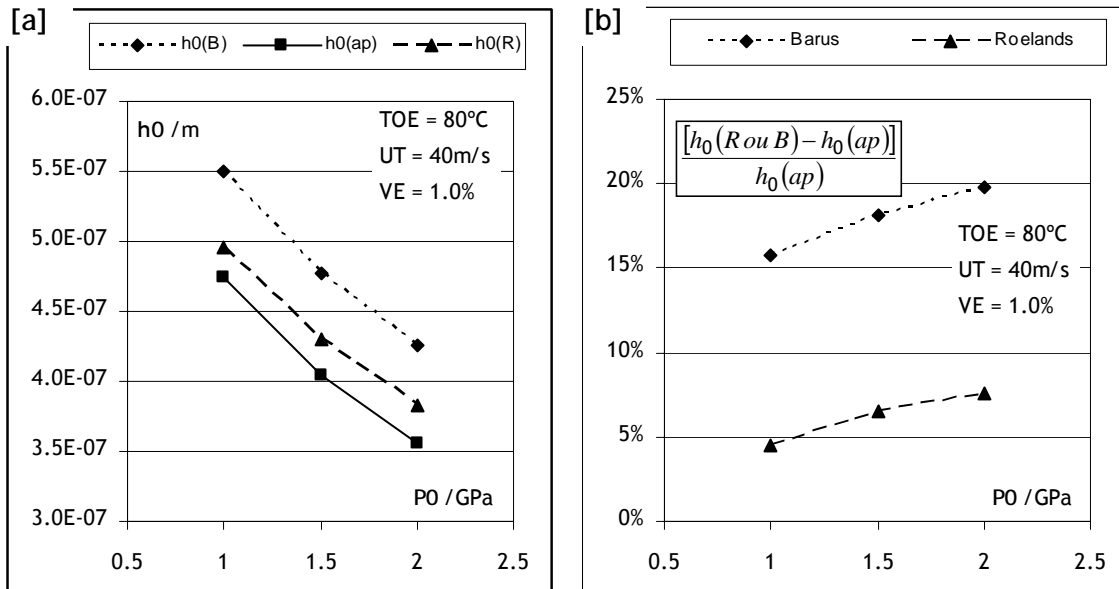


Figura 4.15- Espessura no centro do contacto (h_0) [a] e variações relativas de (h_0) [b]: lei de Barus (B), viscosidade aparente (ap) e lei de Roelands (R) - $TOE = 80^\circ C$, $U_T = 40 \text{ m/s}$, $VE = 1\%$ e $P_0 = 1.0 \text{ GPa}$, 1.5 GPa e 2.0 GPa .

A Figura 4.16 mostra a variação da viscosidade na vizinhança da abcissa $x=-a$, esclarecendo alguns aspectos importantes sobre a geração da espessura do filme lubrificante. Assim, verifica-se que:

- As leis de Barus e de Roelands e a viscosidade aparente prevêm valores idênticos de viscosidade na zona do convergente.
- Na zona de transição, na vizinhança da abcissa $x=-a$, a viscosidade aumenta gradualmente à medida que a pressão também aumenta. Esses aumentos de viscosidade são muito mais acentuados para as leis de Barus e de Roelands do que para a viscosidade aparente, já que esta incorpora os comportamentos não Newtonianos e térmicos, e em particular o atraso na resposta devido ao comportamento elástico.
- Na zona de transição, na vizinhança da abcissa $x=-a$, as diferenças entre a viscosidade aparente e as leis de Barus e de Roelands, principalmente em relação à lei de Barus, são cada vez mais acentuadas à medida que aumenta a pressão máxima de Hertz. As leis de equilíbrio conduzem a um lubrificante mais rígido, favorecendo, cada vez mais cedo, as condições de deformação das superfícies e de geração da espessura do filme lubrificante. Assim, como pode ser observado na Figura 4.17, as leis de viscosidade de equilíbrio geram uma espessura do filme lubrificante no centro do contacto mais elevada do que a viscosidade aparente.

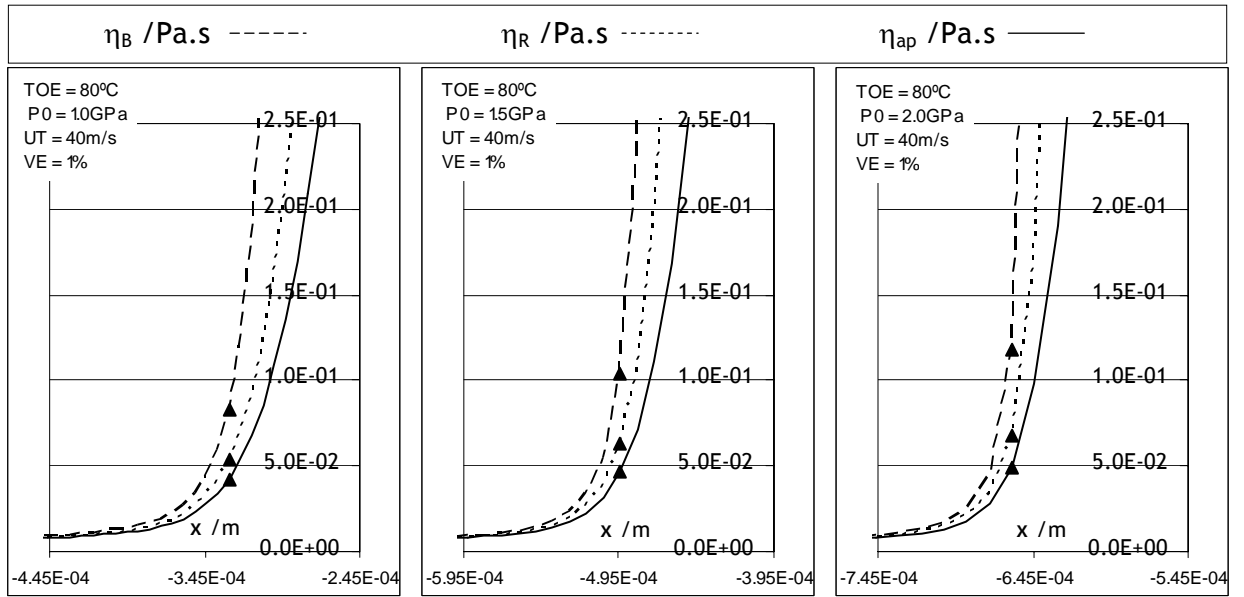


Figura 4.16- Variações de viscosidade pelas leis de Barus (B) e de Roelands (R) e variação da viscosidade aparente (ap) na vizinhança da abscissa $x = -a$ (\blacktriangle) - TOE = 80°C, $U_T = 40$ m/s, $VE = 1\%$ e $P_0 = 1.0$ GPa, 1.5 GPa e 2.0 GPa.

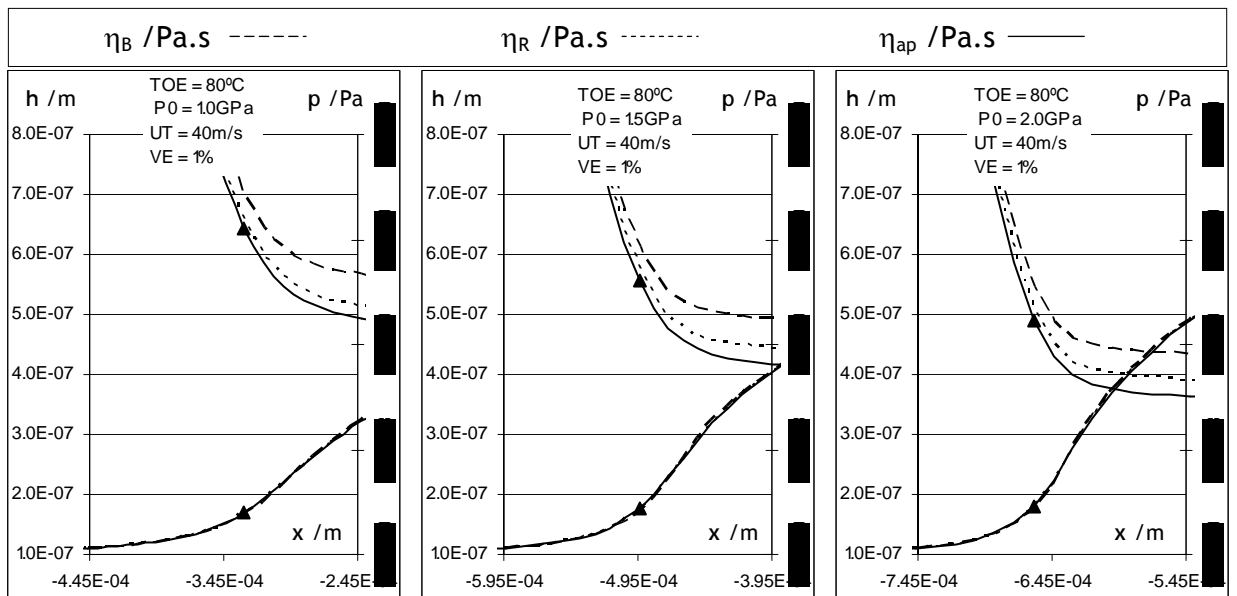


Figura 4.17- Distribuições de pressão e geometrias do filme lubrificante obtidas pelas leis de Barus (B) e de Roelands (R) e pela viscosidade aparente (ap), na vizinhança da abscissa $x = -a$ (\blacktriangle)- TOE = 80°C, $U_T = 40$ m/s, $VE = 1\%$ e $P_0 = 1.0$ GPa, 1.5 GPa e 2.0 GPa.

Nos gráficos a1, b1 e c1 da Figura 4.18, é apresentada a razão entre a derivada da viscosidade de equilíbrio (Barus ou Roelands) e a derivada da viscosidade aparente, em função das condições de funcionamento, no ponto de abscissa $x=-a$, confrontando-a com a razão entre as correspondentes espessuras do filme lubrificante no centro do contacto. Nos gráficos a2, b2 e c2 é apresentada a razão entre a viscosidade de equilíbrio (Barus ou Roelands) e a viscosidade aparente, em função do número de Deborah.

A Figura 4.18-a1 mostra que o aumento da temperatura de alimentação do lubrificante, TOE, imprime um crescimento mais acentuado das derivadas da viscosidade de equilíbrio (Barus e Roelands) em relação à viscosidade aparente (ap). Este facto implica uma maior capacidade de geração de filme lubrificante resultando em valores de espessura do filme lubrificante no centro do contacto também superiores quando se usa uma das viscosidades de equilíbrio. A Figura 4.18-a2 mostra que à medida que aumenta a temperatura de entrada do lubrificante, TOE, também aumenta o número de Deborah e a razão entre as viscosidades de equilíbrio e aparente, sendo que o aumento do número de Deborah indica um aumento da influência da componente elástica no comportamento reológico do lubrificante. Este parâmetro contribui para o esclarecimento do “atraso” da resposta da viscosidade aparente relativamente às leis de viscosidade de equilíbrio, iniciando mais tarde a geração de viscosidade quanto maior for a componente elástica.

Nos gráficos b1 e b2 da Figura 4.18, verifica-se que o aumento da pressão máxima de Hertz, P_0 , também impõe um aumento mais acentuado das derivadas e dos valores de viscosidade de equilíbrio (sobretudo a lei de Barus) em relação à viscosidade aparente. No entanto a razão entre as espessuras do filme lubrificante no centro do contacto obtidas pelas viscosidades de equilíbrio e pela viscosidade aparente têm um aumento pouco significativo, principalmente quando comparado com o caso anterior referente à temperatura de alimentação TOE. O gráfico b2 da Figura 4.18, mostra que o aumento da pressão máxima de Hertz conduz a uma diminuição do número de Deborah, significando uma diminuição da componente elástica do lubrificante. Desse modo, o “atraso” da resposta da viscosidade aparente é menor relativamente às viscosidades de equilíbrio, não favorecendo o aumento da relação entre as espessuras obtidas usando as viscosidades de equilíbrio e a viscosidade aparente.

Os gráficos c1 e c2 da Figura 4.18, mostram que o aumento da velocidade total, U_T , para além de impôr o aumento da razão entre as derivadas das viscosidades de equilíbrio e a derivada da viscosidade aparente, e o aumento da razão viscosidades de equilíbrio / viscosidade aparente, também impõe o aumento do número de Deborah, o que acarreta, consequentemente, um aumento mais acentuado da razão entre as espessuras calculadas usando a viscosidade de equilíbrio e a viscosidade aparente.

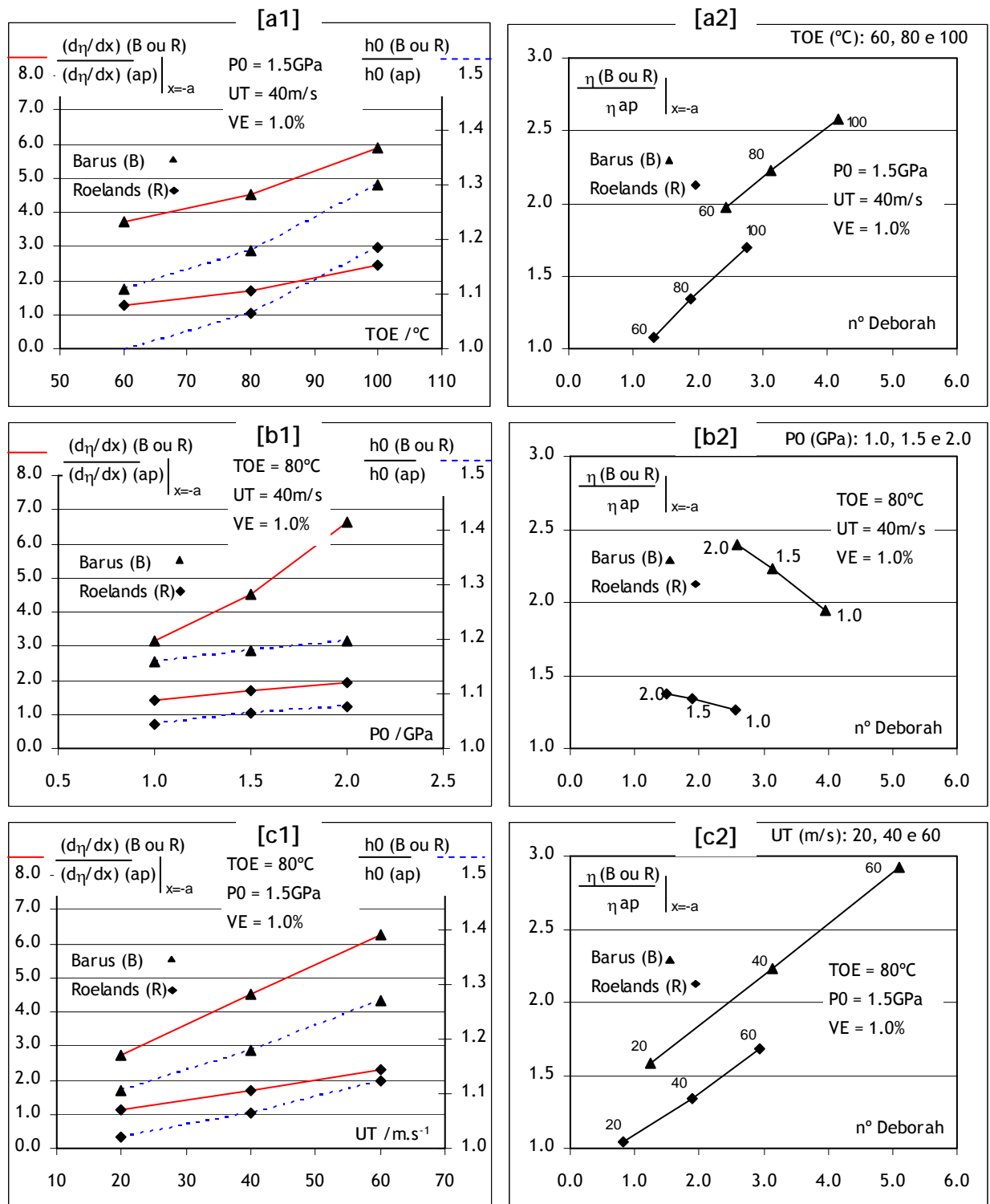


Figura 4.18- Variação com as condições de funcionamento da razão entre a derivada da viscosidade de Barus (B) ou de Roelands (R) e a derivada da viscosidade aparente (ap), na abcissa $x=-a$, e a consequente relação de espessuras no centro do contacto - gráficos [a1], [b1] e [c1]. Variação com o número de Deborah da razão entre a viscosidade de Barus (B) ou de Roelands (R) e a viscosidade aparente (ap), na abcissa $x = -a$ - gráficos [a2], [b2] e [c2].

Analizadas as diferenças encontradas na espessura do filme lubrificante, sendo estas resultantes da lei de viscosidade considerada, viscosidade de equilíbrio vs. viscosidade aparente, e do comportamento reológico do lubrificante, isto é, qual a componente preponderante, elástica ou viscosa, é necessário analisar as suas consequências comparando com resultados experimentais. Os resultados experimentais disponíveis são os do coeficiente de atrito no contacto, o que não acontece com os valores de espessura do filme. Assim, para o caso de referência, $TOE = 80^\circ\text{C}$, $P_0 = 1.5\text{GPa}$ e $U_T = 40\text{m/s}$, fazendo variar a taxa de escorregamento de $VE \approx 0\%$ até $VE = 8\%$, apresenta-se na Figura 4.19 as curvas de tracção do lubrificante, numéricas e experimentais, e os valores dos factores de correcção térmica (ϕ_T), admitindo as leis de Barus, de Roelands e a viscosidade aparente.

Em relação às curvas de tracção do lubrificante constata-se que a curva numérica que mais se aproxima da curva experimental é a correspondente à viscosidade aparente e a que mais se afasta é a correspondente à viscosidade de Barus. Este facto está ligado à espessura do filme lubrificante cujo valor é superior quando se considera a lei de Barus, como referido anteriormente. Como as condições de funcionamento no interior do contacto são muito próximas, a maiores valores de espessura correspondem menores valores da velocidade de deformação do lubrificante e consequentemente a menores valores da força de atrito.

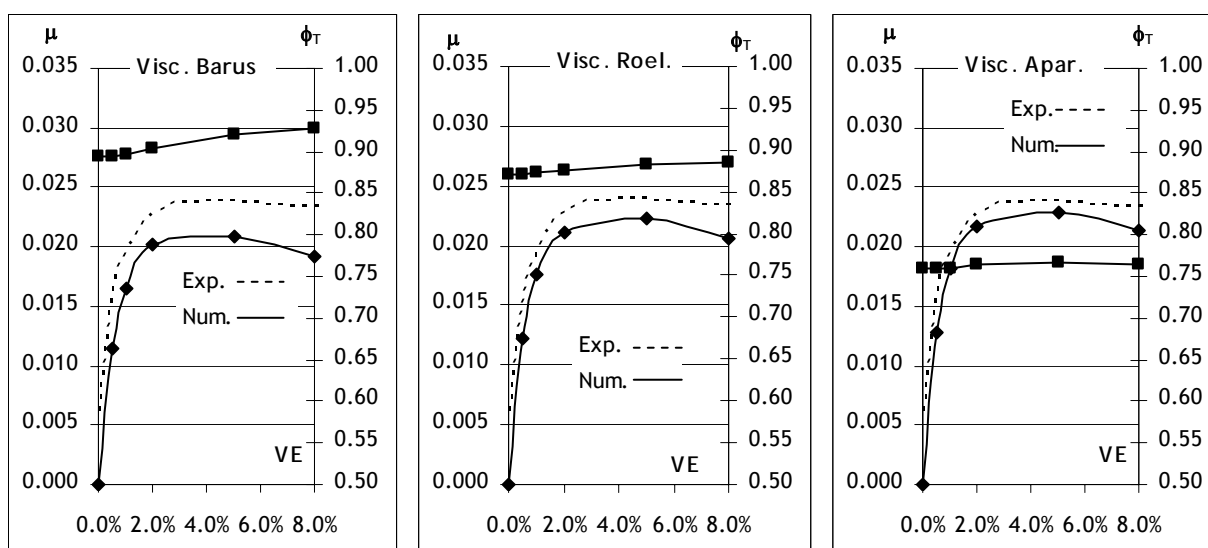


Figura 4.19- Correção térmica (ϕ_T) e comparação das curvas de atrito (μ) experimentais e numéricas considerando as viscosidades de Barus (Barus), de Roelands (Roel) e aparente (Apar) - $TOE = 80^\circ\text{C}$, $U_T = 40\text{m/s}$, $P_0 = 1.0\text{GPa}$ e $VE \approx 0\%$ a $VE \approx 8\%$.

A Figura 4.19 mostra, ainda, a influência da lei de viscosidade utilizada sobre a espessura do filme lubrificante através do factor de correcção térmica. Os dois principais aspectos que se constata são:

- A lei de Barus, a lei de Roelands e a viscosidade aparente, por esta ordem, apresentam factores de correcção térmica cada vez menores, isto é, impõem reduções de espessura mais acentuadas;
- A taxa de escorregamento, VE, apresenta uma influência muito ténue sobre os factores de correcção térmica quando utilizada a viscosidade aparente comparativamente com a utilização da lei de Barus.

4.4. CONCLUSÕES

Na análise do comportamento do modelo, relativamente à influência das condições de funcionamento, foram obtidas as seguintes conclusões:

- O aumento da temperatura de entrada do lubrificante, TOE, provoca a diminuição global da espessura do filme lubrificante e aumentos da temperatura do lubrificante menos acentuados, quer no convergente quer na zona de alta pressão (ZAP). Ao nível da reologia do lubrificante este tende a ver diminuídas as suas propriedades físicas e reológicas, produzindo menores tensões de corte.
- O aumento da carga aplicada ao contacto, P_0 , conduz a uma diminuição global da espessura do filme lubrificante, menos acentuada do que a verificada com o aumento da TOE, e a uma redução acentuada do efeito da espessura mínima na saída do contacto, isto é, um aumento acentuado da relação h_m/h_0 . Verifica-se ainda que os aumentos de temperatura do lubrificante na ZAP são bastante condicionados pelo aumento de P_0 , isto é, aumentam com o aumento de P_0 , o que não acontece na zona do convergente. O aumento de P_0 promove o crescimento das propriedades do lubrificante, impondo aumentos mais acentuados das tensões de corte.
- O aumento da velocidade total, U_T , contribui para o aumento global da espessura do filme lubrificante e para o aumento da restrição na saída do contacto, fazendo diminuir a relação h_m/h_0 . No entanto, U_T como principal promotor do aumento de temperatura no convergente, impede aumentos mais acentuados de espessura do filme

- O aumento da taxa de escorregamento, VE, provoca aumentos de temperatura significativos na ZAP, ao contrário do que acontece no convergente. Tais aumentos de temperatura condicionam, para os valores mais elevados de aumentos de temperatura, a geometria do filme na ZAP, através das elevadas variações da massa específica que produzem. No entanto a espessura global do filme lubrificante não é alterada.

A análise das influências da massa específica, da condutividade térmica, do modelo reológico e da viscosidade de equilíbrio vs. viscosidade aparente, sobre o comportamento do modelo, permitiram obter as seguintes conclusões:

- A influência mais relevante da massa específica ocorre sobre a geometria do filme lubrificante. Assim, considerando a massa específica independente da temperatura, verifica-se que, na ZAP e para as condições de funcionamento que proporcionem aumentos mais significativos de temperatura, a espessura do filme obtida é menor (h_0 decresce 4.7%) quando comparada com a espessura do filme considerando a massa específica função da pressão e da temperatura. Considerando a massa específica independente da pressão e da temperatura, resulta em espessuras do filme mais elevadas, quando comparadas com as espessuras do filme obtidas com a massa específica função da pressão e da temperatura. Neste caso obteve-se um aumento máximo de h_0 de 18.3%. Estes aspectos estão ligados ao produto $(\rho \times h)$ que se mantém sensivelmente constante na ZAP. É de salientar a pouca informação disponível, comparativamente com as leis de viscosidade, para descrever a massa específica em contactos EHD.
- Admitindo a condutividade térmica constante resulta, como primeira consequência, o aumento da temperatura do lubrificante na ZAP, promovidas pela menor capacidade deste em evacuar calor para as superfícies. As consequências seguintes reflectem-se na diminuição das tensões de corte, em especial para as condições de funcionamento que proporcionam os maiores aumentos de temperatura (para os valores elevados de VE).
- A utilização da viscosidade aparente permite introduzir de uma forma simples e eficaz os efeitos não Newtonianos e térmicos na equação de Reynolds, conduzindo à obtenção de espessuras do filme lubrificante dependentes da maior ou menor componente elástica do lubrificante em cada ponto no contacto, o que se traduz em resultados do coeficiente de atrito no contacto mais próximos dos correspondentes valores experimentais.

Capítulo 5

Validação do Modelo de Lubrificação EHD

5.1. INTRODUÇÃO

Este capítulo é dedicado à validação do modelo de lubrificação termo-elastohidrodinâmica (TEHD) desenvolvido, por comparação com outros modelos apresentados na literatura, [52], [57], [71], [81] e [88], nomeadamente no que respeita aos seus fundamentos, hipóteses de base e estrutura.

Os resultados numéricos obtidos são comparados com os referidos na literatura para as mesmas condições de funcionamento (carga, velocidade e geometria), as mesmas condições de comportamento dos sólidos em contacto (elástico e térmico) e o mesmo fluido lubrificante (viscosidade, reologia, térmica). Merecem particular destaque os valores de espessura do filme lubrificante, de temperatura do lubrificante e das superfícies e ainda o coeficiente de atrito no interior do contacto.

Este capítulo está organizado em dois grandes grupos, consoante o lubrificante é considerado um fluido Newtoniano ou um fluido não Newtoniano, de forma a aferir o modelo pela utilização dos diferentes modelos possíveis de optar.

5.2. MODELOS NEWTONIANOS

5.2.1. Modelo de Sadeghi e Sui

O modelo Newtoniano de Sadeghi e Sui (1990) [71] está baseado numa solução completa do problema de lubrificação termo - elastohidrodinâmica (TEHD), em que a densidade e a viscosidade do lubrificante são função da pressão e temperatura, em contactos com rolamento e escorregamento.

5.2.1.1. Síntese das principais diferenças entre as Equações de Base usadas

A equação de Reynolds

Quanto à equação de Reynolds a principal diferença reside em considerar, no presente trabalho, a viscosidade e a densidade constantes segundo a direcção da espessura do filme lubrificante, o que não acontece no modelo de Sadeghi e Sui (1990) [71].

Neste modelo a equação de Reynolds é designada de “equação de Reynolds térmica”, já que a viscosidade e a densidade do lubrificante são calculadas em cada ponto do filme lubrificante, considerando a pressão local, tida constante na espessura, e a temperatura local considerada variável na espessura. Nestas condições a equação de Reynolds toma a forma [71]

$$f_i = H_i^3 \left(\frac{dP}{dX} \right)_i - K \frac{U_1}{(\bar{G}_2)_i} [H_i (\bar{G}_3)_i - H_e (\bar{G}_3)_e] - \frac{KU_s}{(\bar{G}_2)_i} \left[\frac{H_i (\bar{G}_1)_i}{(\bar{\mu}_{e0})_i} - \frac{H_e (\bar{G}_1)_e}{(\bar{\mu}_{e0})_e} \right] = 0 \quad (5.1)$$

onde os integrais G_1 , G_2 , G_3 e μ_{e0} resultam da integração da viscosidade e da densidade segundo a espessura do filme lubrificante.

Equação da geometria do filme lubrificante

Sadeghi e Sui [71] usaram a equação desenvolvida por Houpert e Hamrock [47] para definir a geometria do filme lubrificante, a qual é idêntica à utilizada neste trabalho.

A equação da Energia

No que diz respeito ao equilíbrio energético no contacto, as principais diferenças residem em não considerar termos de menor influência na equação da energia. Assim, no presente trabalho, são desprezados os seguintes termos em relação à equação (5.2):

- a velocidade na direcção Oz: $w=0$,
- o termo de condução na direcção Ox e
- o termo de aquecimento por compressão.

Sadeghi e Sui utilizam a equação de energia na forma desenvolvida por Burton (1966) que na sua forma adimensionalizada estabelece que

$$\begin{aligned} \left(\frac{\tilde{h}}{b}\right)^2 \frac{\partial}{\partial X} \left[(\bar{\rho} c_F) \frac{u}{U_M} T - \frac{k_F}{\rho_0 U_M b} \frac{\partial T}{\partial X} \right] + \frac{\partial}{\partial Z} \left[\left(\frac{\tilde{h}}{b}\right) (\bar{\rho} c_F) \frac{w}{U_M} T - \frac{k_f}{\rho_0 U_M b} \frac{\partial T}{\partial Z} \right] = \\ = \frac{\eta_0 U_M}{\rho_0 T_0 b} \bar{\eta} \left(\frac{\partial \left(\frac{u}{U_M} \right)}{\partial Z} \right)^2 + \frac{P_H \left(\frac{\tilde{h}}{b} \right)^2}{\rho_0} \beta_\rho T \left(\frac{u}{U_M} \right) \left(\frac{\partial P}{\partial X} \right) \end{aligned} \quad (5.2)$$

sendo necessário o conhecimento da variação da temperatura das superfícies em contacto na direcção de rolamento, Ox.

Variação da viscosidade e da densidade com a pressão e a temperatura

Em relação às equações de viscosidade e de densidade não existe qualquer divergência.

5.2.1.2. Condições de Funcionamento

Na Tabela 5.1 e na Tabela 5.2 estão indicadas, respectivamente, as características geométricas e físicas dos sólidos em contacto e as propriedades físicas do lubrificante utilizado. Na Tabela 5.2 é também indicada a temperatura de alimentação do lubrificante no contacto.

Discos	
Raio Equivalente, m	0.02
Condutividade Térmica, W/m.°K	47
Calor Específico, J/kg.°K	460
Densidade, kg/m ³	7850
Módulo de Elasticidade, Pa	200x10 ⁺⁹
Coeficiente de Poisson	0.3

Tabela 5.1- Características dos sólidos em contacto.

Lubrificante	
Temperatura de entrada, °K	313
Viscosidade de entrada, Pa.s	0.04
Densidade de entrada, kg/m ³	846
Coeficiente de Piezoviscosidade, Pa ⁻¹	1.5925x10 ⁻⁸
Coeficiente de Termoviscosidade, °K ⁻¹	0.042
Coeficiente de Expansão Térmica, °K ⁻¹	6.4x10 ⁻⁴
Condutividade Térmica, W/m.°K	0.14
Calor Específico, J/kg.°K	2000

Tabela 5.2- Características do lubrificante utilizado.

5.2.1.3. Resultados Obtidos

Geometria do filme lubrificante e distribuição de pressão no contacto

Na Figura 5.1 mostram-se as distribuições de pressão e as geometrias do filme lubrificante correspondentes aos valores de carga adimensionais de $W=1.3 \times 10^{-4}$ e $W=2.3 \times 10^{-4}$, admitindo em ambos os casos os mesmos parâmetros velocidade e material, respectivamente, $U=7.3 \times 10^{-11}$ e $G=3500$.

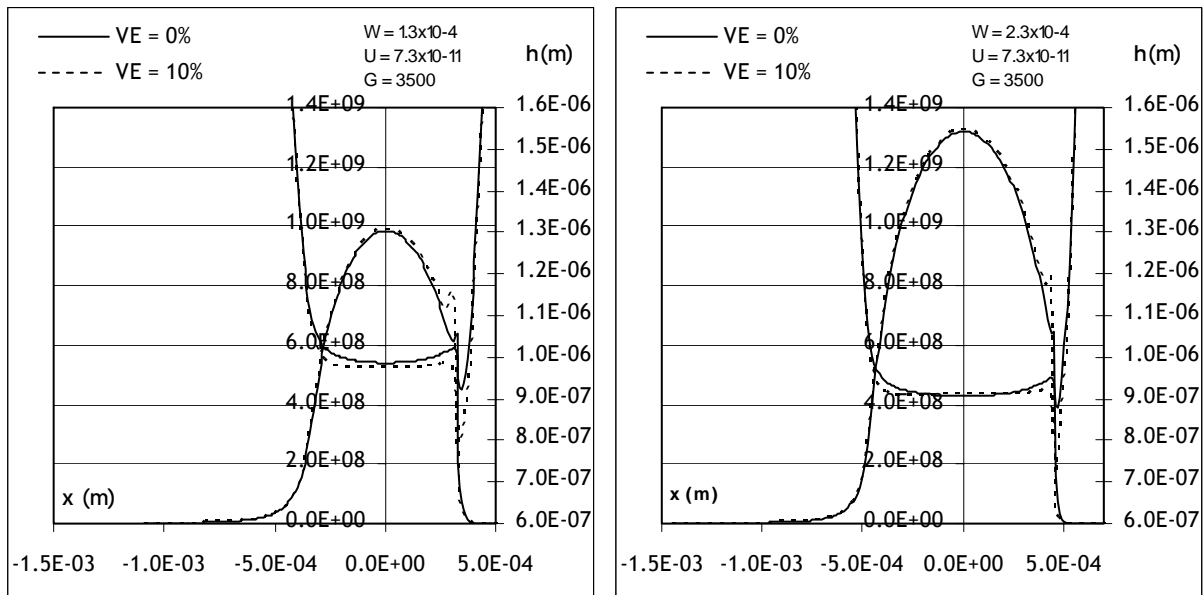


Figura 5.1- Distribuição de pressão e geometria do filme lubrificante: $W=1.3 \times 10^{-4}$ e $W=2.3 \times 10^{-4}$, $U=7.3 \times 10^{-11}$ e $G=3500$.

Verifica-se, que ao passar de uma situação de rolamento puro ($VE=0\%$) para uma situação de rolamento com escorregamento ($VE=10\%$), qualquer que seja a carga considerada, ocorre uma diminuição acentuada da espessura mínima do filme lubrificante e uma tendência para manter a espessura do filme lubrificante no centro do contacto. Em simultâneo, a abcissa do ponto onde a espessura do filme lubrificante atinge o seu valor mínimo tende a deslocar-se para o centro do contacto. Ambos estes efeitos são referidos por Sadeghi e Sui (1990) [71] no seu trabalho.

Temperaturas das superfícies em contacto

Na Figura 5.2 estão representados os aumentos de temperatura da superfície 1 (superfície mais lenta e logo mais quente) e da superfície 2 ao longo da direcção de rolamento, OX. Como seria de prever, quanto maior é taxa de escorregamento tanto maior é o aquecimento máximo sofrido pelas superfícies em contacto.

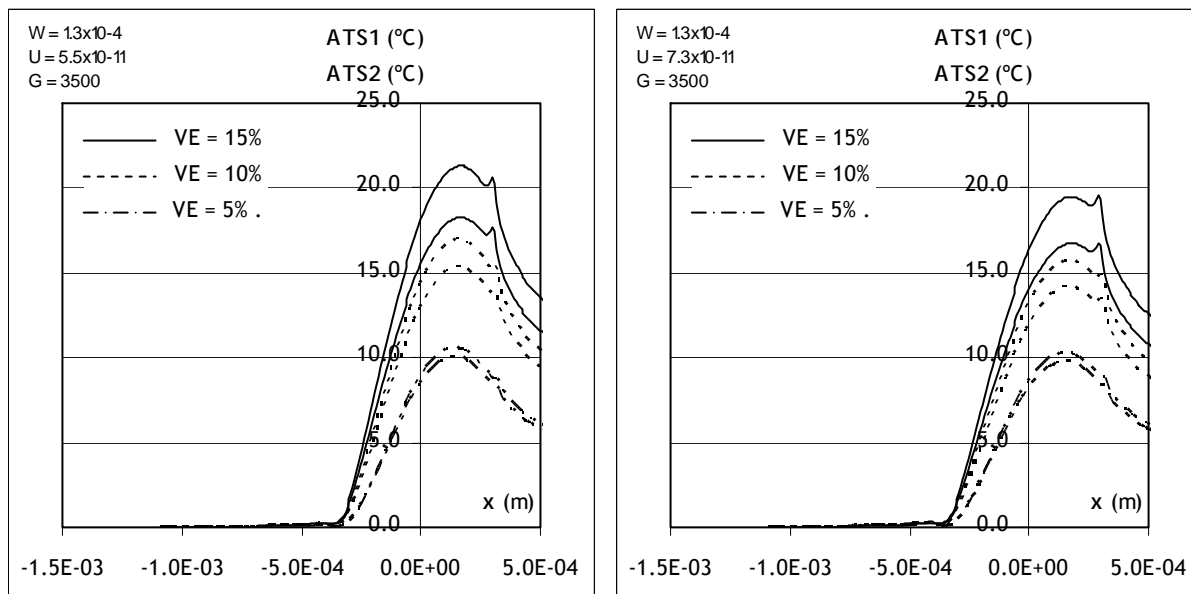


Figura 5.2- Aumentos de temperatura das superfícies em contacto na direcção de rolamento OX (1 - superfície lenta, 2 - superfície rápida): $U=7.3 \times 10^{-11}$ e $U=5.5 \times 10^{-11}$, com $W=1.3 \times 10^{-4}$ e $G=3500$.

Na Tabela 5.3 são comparados os valores dos aumentos máximos de temperatura das superfícies em contacto (Superfície 1 - mais lenta) obtidos com o presente modelo e os determinados por Sadeghi e Sui (1990) [71]. Verifica-se que os primeiros são muito idênticos aos segundos para as taxas de escorregamento mais baixas, atingindo uma diferença máxima de cerca de 3°C para a taxa de escorregamento mais elevada. No entanto, a influência do parâmetro velocidade é idêntica, já que os valores da temperatura máxima das superfícies diminuem ligeiramente quando o parâmetro velocidade aumenta.

	$W=1.3 \times 10^{-4}$ $U=5.5 \times 10^{-11}$ $G=3500$		$W=1.3 \times 10^{-4}$ $U=7.3 \times 10^{-11}$ $G=3500$	
VE (%)	Campos (2004)	Sadeghi et al (1990)	Campos (2004)	Sadeghi et al (1990)
5	10.6°C	$\approx 10.5^\circ\text{C}$	10.3°C	$\approx 10.5^\circ\text{C}$
10	17.0°C	$\approx 18.7^\circ\text{C}$	15.7°C	$\approx 17.5^\circ\text{C}$
15	21.3°C	$\approx 24.5^\circ\text{C}$	19.6°C	$\approx 22.0^\circ\text{C}$

Tabela 5.3- Comparação dos aumentos máximos de temperatura das superfícies: Campos (2004) e Sadeghi et al. [71].

Curvas de atrito

Na Figura 5.3 estão representadas as curvas de tracção do lubrificante considerado, obtidas numericamente, e correspondentes a vários valores dos parâmetros adimensionais de carga ($W=1.3 \times 10^{-4}$ e $W=2.3 \times 10^{-4}$) e de velocidade ($U=1.8 \times 10^{-11}$, $U=3.6 \times 10^{-11}$, $U=5.5 \times 10^{-11}$ e $U=7.3 \times 10^{-11}$). Todas as curvas de tracção apresentam um valor máximo do coeficiente de atrito, o qual aumenta com o aumento da carga aumenta e com a diminuição da velocidade. Verifica-se ainda, que o valor da taxa de escorregamento para a qual ocorre esse coeficiente de atrito máximo, é tanto maior quanto menor for a carga e menor a velocidade. A partir desse valor máximo todas as curvas de tracção apresentam uma diminuição do coeficiente de atrito com o aumento da taxa de escorregamento.

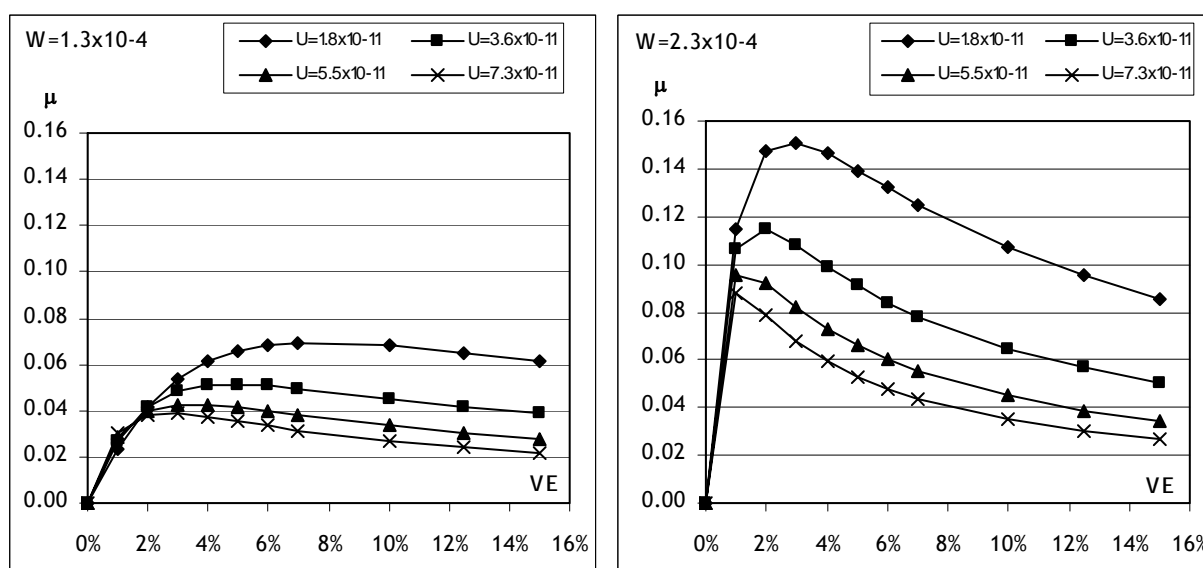


Figura 5.3- Curvas de atrito para três valores do parâmetro velocidade, para $W=1.3 \times 10^{-4}$ e $W=2.3 \times 10^{-4}$, ($G=3500$).

Na Figura 5.4 comparam-se as curvas de tracção do lubrificante obtidas com o modelo desenvolvido com as obtidas por Sadeghi et al (1990) [71].

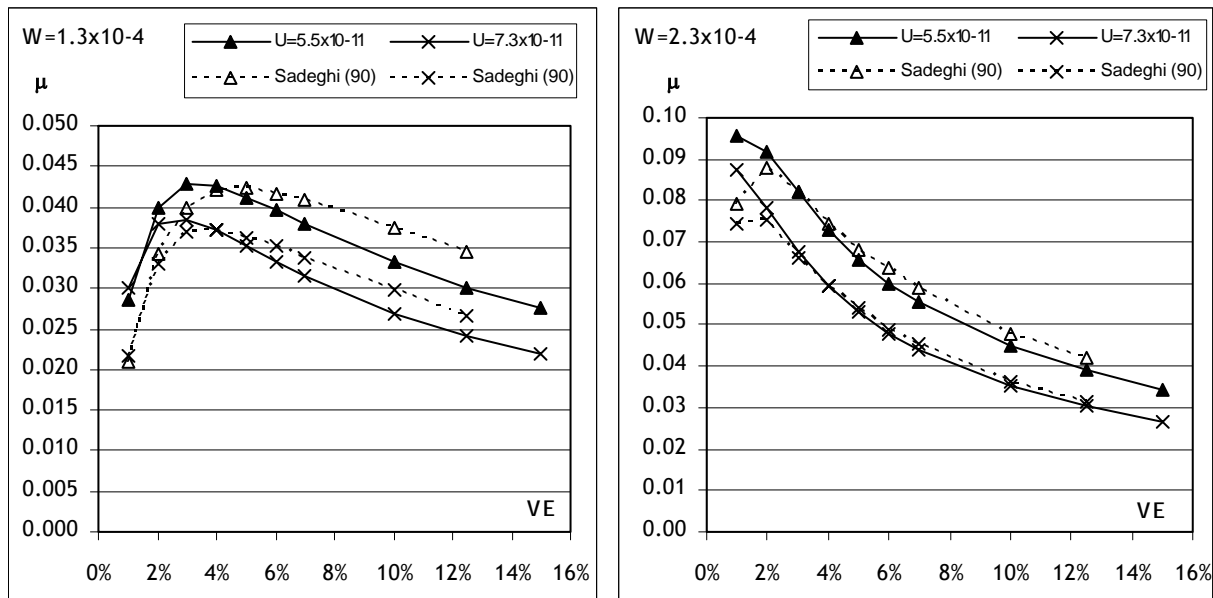


Figura 5.4- Comparação das curvas de atrito a diferentes valores do parâmetro velocidade, para $W = 1.3 \times 10^{-4}$ e $W = 2.3 \times 10^{-4}$, ($G = 3500$).

Verifica-se que ambos os modelos apresentam resultados de comportamentos muito idênticos, embora ocorram algumas diferenças, mais relevantes, para os valores mais baixos de taxa de escorregamento.

Espessura e temperatura do lubrificante

Na Figura 5.5 mostra-se a evolução da espessura do filme lubrificante, no centro do contacto e mínima, com o aumento da taxa de escorregamento (VE).

Como se pode verificar a espessura do filme lubrificante no centro do contacto é praticamente independente da taxa de escorregamento. Dependendo das condições de funcionamento pode ocorrer um ténue aumento ou diminuição da espessura do filme lubrificante no centro do contacto com o aumento da taxa de escorregamento.

Por outro lado, a espessura mínima do filme lubrificante apresenta reduções muito significativas quando a taxa de escorregamento aumenta, sendo essa redução tanto mais importante quanto maior for o parâmetro velocidade.

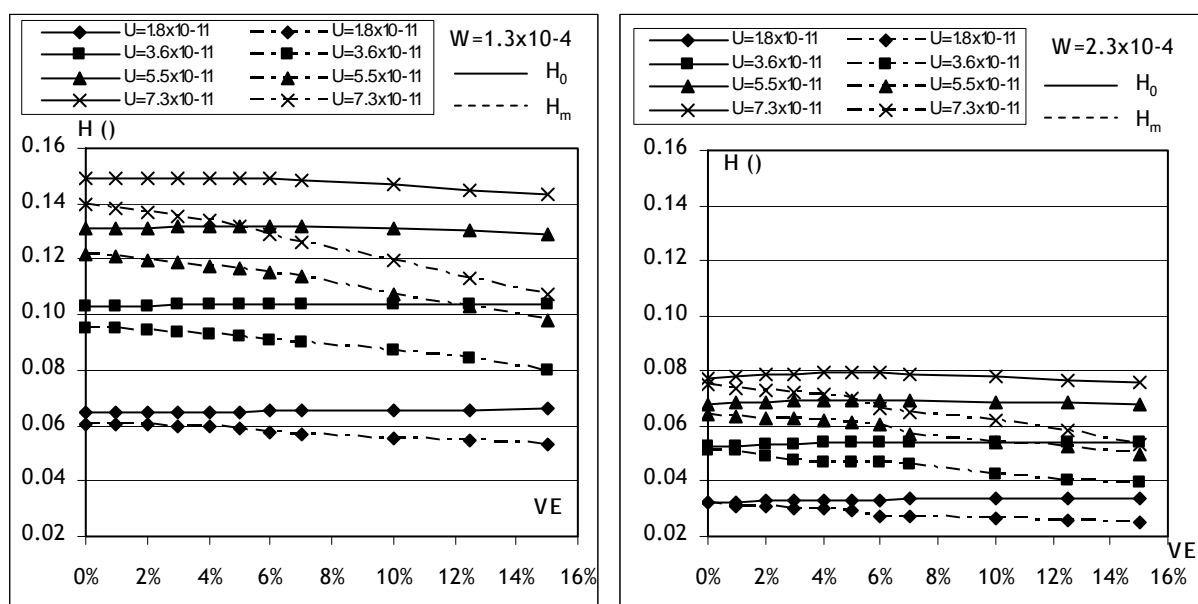


Figura 5.5- Variação da espessura mínima e no centro do filme lubrificante com o parâmetro velocidade U ($W=1.3 \times 10^{-4}$, $W=2.3 \times 10^{-4}$ e $G=3500$).

Na Tabela 5.4 comparam-se os valores da espessura mínima e os aumentos de temperatura máximos no filme lubrificante, para a carga de $W=1.3 \times 10^{-4}$, propostos pelos modelos de Sadeghi et al. (1990) [71], Chao-Ho Hsu et al. (1994) [52] (este modelo é analisado no parágrafo seguinte) e Campos (2004).

No que diz respeito aos valores de espessura mínima do filme lubrificante os vários modelos apresentam as mesmas tendências com o aumento da taxa de escorregamento, com diferenças pouco significativas. A diferença que mais se destaca ocorre para os valores mais elevados do parâmetro velocidade e da taxa de escorregamento.

Quanto aos aumentos de temperatura no filme lubrificante, os modelos de Sadeghi et al. (1990) [71] e Campos (2004) apresentam valores semelhantes e cujas diferenças relativas dependem dos valores dos parâmetros velocidade e taxa de escorregamento. Assim, para a carga considerada, a diferença de valores de temperatura do lubrificante nunca ultrapassa os 8.0°C , o que é um valor relativamente modesto. As maiores diferenças de temperatura ocorrem para o valor mais baixo do parâmetro velocidade.

Parâmetro Velocidade	VE (%)	Espessura mínima do filme (adimen.)			Aumento de temperatura máximo, meio do filme (°C)		
U ($\times 10^{-11}$)		Sadeghi (90) [71]	Hsu & Lee (94) [52]	Campos (2004)	Sadeghi (90) [71]	Hsu & Lee (94) [52]	Campos (2004)
7.3	0	0.1351	---	0.1395	9.97	---	7.80
	5	0.1305	0.1201	0.1316	51.33	51.18	51.44
	10	0.1260	0.1156	0.1199	82.95	79.70	78.01
	15	0.1226	0.1119	0.1071	102.67	99.18	95.28
5.5	0	0.1145	---	0.1216	6.15	---	4.99
	5	0.1118	0.1078	0.1166	40.37	39.54	42.84
	10	0.1077	0.1035	0.1070	69.95	67.50	68.05
	15	0.1037	0.1001	0.0982	89.10	85.50	84.61
3.6	0	0.0891	---	0.0953	2.76	---	2.43
	5	0.0867	0.0871	0.0922	26.64	27.28	31.77
	10	0.0831	0.0834	0.0869	53.46	51.17	54.71
	15	0.0803	0.0808	0.0798	71.12	67.19	70.29
1.8	0	0.0555	---	0.0603	0.91	---	0.69
	5	0.0551	---	0.0589	10.64	---	18.64
	10	0.0526	---	0.0553	31.61	---	37.58
	15	0.0502	---	0.0534	46.57	---	51.41

Tabela 5.4- Espessura mínima adimensional e aumentos máximos de temperatura do lubrificante a diferentes condições de taxa de escorregamento e rolamento, para a carga $W=1.3 \times 10^{-4}$.

Na Tabela 5.5 são comparadas as variações da espessura mínima do filme lubrificante e da temperatura máxima do filme lubrificante, quando a taxa de escorregamento aumenta continuamente desde 0 até 15%, segundo os modelos de Sadeghi et al. (1990) [71] e Campos (2004).

No que diz respeito à espessura mínima do filme lubrificante verifica-se que ambos os modelos prevêem a sua diminuição quando a taxa de escorregamento aumenta. No entanto, o modelo de Sadeghi et al. (1990) [71] prevê uma diminuição quase independente do parâmetro velocidade, enquanto o modelo de Campos (2004) prevê uma diminuição tanto maior quanto maior for o parâmetro velocidade.

No que diz respeito à temperatura máxima do filme lubrificante verifica-se que ambos os modelos propõem as mesmas tendências.

Parâmetro de Funcionamento			Sadeghi et al(1990)		Campos (2004)	
W	U	VE	H _m	ATF _{máx}	H _m	ATF _{máx}
1.3x10 ⁻⁴	7.3x10 ⁻¹¹	0% → 15%	↓ 9.3%	↑ 90.3%	↓ 23.2%	↑ 91.8%
1.3x10 ⁻⁴	5.5x10 ⁻¹¹	0% → 15%	↓ 9.4%	↑ 93.1%	↓ 19.2%	↑ 94.1%
1.3x10 ⁻⁴	3.6x10 ⁻¹¹	0% → 15%	↓ 9.9%	↑ 96.1%	↓ 16.3%	↑ 96.5%
1.3x10 ⁻⁴	1.8x10 ⁻¹¹	0% → 15%	↓ 9.5%	↑ 98.0%	↓ 11.6%	↑ 98.7%

Tabela 5.5- Comparação das variações de espessura mínima do filme lubrificante (H_m) e dos aumentos de temperatura máxima do lubrificante (ATF_{máx}) com a taxa escorregamento (↓ diminuição; ↑ aumento).

5.2.1.4. Conclusões

Como se pode constatar, apesar do modelo desenvolvido não contabilizar a variação de viscosidade e de densidade na direcção da espessura do filme lubrificante, Oz, na formulação da equação de Reynolds, as diferenças encontradas nos valores de espessura mínima, quando comparados com os do modelo de Sadeghi et al. [71], são pouco significativas. Fica também demonstrado que esse facto não acarreta alterações das características e propriedades da geometria do filme lubrificante [88].

No que diz respeito ao comportamento térmico do contacto, verificou-se uma diferença máxima de 8.0°C para o aumento máximo de temperatura do lubrificante e uma diferença máxima de cerca de 3°C para o aumento máximo de temperatura das superfícies.

O coeficiente de atrito é determinado em função da distribuição de tensões ao longo do contacto e esta última em função do modelo reológico utilizado. Estando em causa o modelo Newtoniano, é de prever curvas de tracção muito próximas entre o presente modelo e o modelo de Sadeghi et al. (1990) [71]. Como se pode constatar pela comparação das curvas de tracção, verifica-se que ambos os modelos correspondem a comportamentos idênticos, encontrando-se apenas diferenças mais notórias a ocorrerem para as taxas de escorregamento mais baixas.

As conclusões comuns a ambos os modelos, para um contacto elastohidrodinâmico admitindo um comportamento Newtoniano do lubrificante e para as condições de funcionamento consideradas, podem ser:

- O efeito da temperatura na espessura mínima do filme lubrificante é significativa e não pode ser desprezada.
- Para a mesma carga, quanto mais baixa a velocidade, U , maior é a temperatura atingida pelas superfícies.
- O efeito da taxa de escorregamento sobre a espessura mínima do filme lubrificante é muito significativo.
- Para a mesma carga e a mesma taxa de escorregamento, quanto mais baixa é a velocidade, U , maior é o coeficiente de atrito.
- Os efeitos térmicos resultantes do aumento da taxa de escorregamento reduzem o coeficiente de atrito.

5.2.2. Modelo de Chao-Ho Hsu e Rong-Tsong Lee

O modelo de Chao-Ho Hsu e Rong-Tsong Lee (1994) [52] é baseado na solução simultânea das equações de Reynolds e da energia. Esta última equação é reduzida ao caso de uma dimensão, assumindo uma distribuição parabólica de temperatura na direcção da espessura do filme lubrificante.

5.2.2.1. Síntese das principais diferenças entre as Equações de Base usadas

Equação de Reynolds e equação da geometria do filme

No que respeita à equação de Reynolds e à definição da geometria do filme lubrificante não existem diferenças relevantes a apontar. Ambos os modelos consideram valores médios das propriedades do lubrificante segundo a espessura do filme lubrificante.

Equação da Energia

A equação de energia (5.3) utilizada pelos autores Hsu e Rong-Tsong Lee (1994) [52] para o cálculo da temperatura do filme lubrificante, inclui o termo de aquecimento por compressão que é menosprezado no modelo numérico implementado.

A equação da energia utilizada pelos autores despreza o aquecimento por convecção na direcção da espessura do filme, permitindo definir a distribuição de temperatura do filme lubrificante:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(k_F \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \rho c_F u \frac{\partial T}{\partial x} - T \beta_\rho u - \eta \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \quad (5.3)$$

Variação da viscosidade e da densidade com a pressão e a temperatura

Em relação às equações de viscosidade e de densidade não existe qualquer divergência.

5.2.2.2. Condições de Funcionamento

Na publicação do modelo Chao-Ho Hsu e Rong-Tsong Lee (1994) [52] é apresentada uma comparação com o modelo de Sadeghi e Sui (1990) [71]. Por isso as condições de funcionamento são exactamente as mesmas já referidas na Tabela 5.1 e na Tabela 5.2.

5.2.2.3. Resultados Obtidos

Geometria do filme lubrificante

São indicados unicamente, com interesse para esta análise, resultados de espessura mínima e aumentos máximos de temperatura do filme lubrificante. Como já referido, estes autores apresentam também uma tabela comparativa com a publicação Sadeghi e Sui (1990) [71], e que já foi apresentada na Tabela 5.4, e como complemento é feita a sua representação gráfica na Figura 5.6.

No que diz respeito aos valores de espessura mínima do filme lubrificante, as diferenças entre os modelos de Hsu e Lee [52] e Campos (2004) são pouco significativas. De salientar que as maiores diferenças verificam-se para os valores mais elevados do parâmetro velocidade e para os valores mais baixos da taxa de escorregamento. Um aspecto que se destaca entre os dois modelos é a variação da espessura mínima com o aumento da taxa de escorregamento. O modelo de Campos (2004) apresenta uma diminuição mais acentuada com o aumento da taxa de escorregamento em relação ao modelo de Hsu e Lee [52], com principal incidência para as velocidades (U) mais elevadas.

Quanto aos aumentos de temperatura no filme lubrificante, os modelos de Hsu & Lee (1994) [52] e Campos (2004) apresentam valores semelhantes e cujas diferenças relativas dependem dos valores do parâmetro de velocidade e da taxa de escorregamento. Assim, para a carga considerada, a diferença de valores de temperatura do lubrificante nunca ultrapassa os 3.9°C. As maiores diferenças de temperatura ocorrem para as velocidades mais elevadas e para as taxas de escorregamento mais baixas.

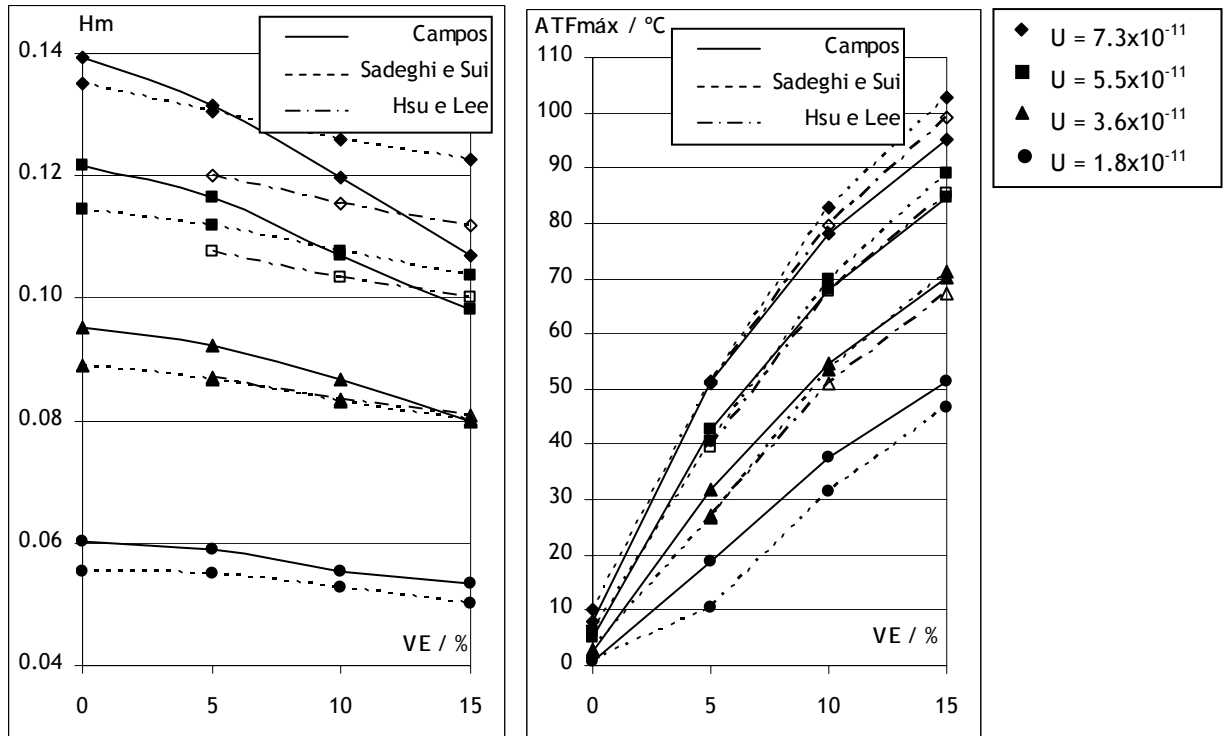


Figura 5.6- Comparação entre os vários modelos numéricos em termos das espessuras mínimas adimensionais e dos aumentos máximos de temperatura do lubrificante para diferentes valores do parâmetro velocidade, para $W=1.3 \times 10^{-4}$ e $G=3500$.

5.2.2.4. Conclusões

Da comparação dos dois modelos, Campos (2004) e Hsu e Lee [52], foi possível constatar que:

- Os valores de espessura mínima do filme lubrificante apresentam diferenças pouco significativas na gama de condições de funcionamento utilizadas. O aspecto que mais se destaca entre os dois modelos é a redução da espessura mínima com o aumento da taxa de escorregamento, sendo mais pronunciada no caso do modelo de Campos (2004);
- As previsões dos aumentos máximos de temperatura para o fluido lubrificante são idênticas em ambos os modelos.

5.2.3. Modelo de Wolff et al.

O modelo de Wolff et al. (1992) [88], para a solução do problema de lubrificação termo-elastohidrodinâmica, apresenta como principais aspectos a referir:

- Consideração de dois modelos, um com viscosidade constante e outro com a viscosidade variável na espessura do filme lubrificante.
- Utilização de três leis diferentes de variação da viscosidade com a pressão e temperatura, nomeadamente, a equação de Barus, a de Roelands e a WLF modificada.

Assim, os autores da publicação têm como principal objecto de análise a influência do modelo de viscosidade utilizado e da consideração ou não da variação da viscosidade na espessura do filme lubrificante, sobre a geometria do filme, na distribuição de pressão e no coeficiente de atrito.

5.2.3.1. Síntese das principais diferenças entre as Equações de Base aplicadas

Equação de Reynolds

Para o modelo designado por Térmico-I, no qual a viscosidade é considerada constante na espessura do filme, a solução da equação de Reynolds foi baseada na aproximação proposta por Houpert e Hamrock (1986) [47], a qual corresponde à equação utilizada neste trabalho.

Para o caso do modelo Térmico-II, a principal diferença reside em considerar a viscosidade variável na espessura do filme lubrificante. Os autores utilizaram a equação de Reynolds desenvolvida por Dowson (1962) e depois reescrita por Fowles (1970), que na sua forma adimensional apresenta-se como:

$$f_i = H_i^3 \left(\frac{\partial P}{\partial X} \right)_i - \frac{K_1}{(M_2)_i} \left(\frac{(M_1)_i H_i}{(F_0)_i} - \frac{(M_1)_e H_e}{(F_0)_e} \right) - \frac{K_2}{(M_2)_i} [(M_3)_i H_i - (M_3)_e H_e] = 0 \quad (5.4)$$

onde $K_1 = \left(\frac{\pi}{4W}\right)^2 U \times 2 \times VE$ e $K_2 = \left(\frac{\pi}{4W}\right)^2 U(1 - VE)$, e F_0 , M_1 , M_2 e M_3 são funções que resultam da integração, na espessura do filme lubrificante, da viscosidade e da densidade.

Equação da geometria do filme lubrificante

Quanto às equações de definição da geometria do filme lubrificante não existem diferenças a registar.

Equação da energia

A principal diferença que ocorre ao nível da equação da energia está ligada ao termo da dissipação por compressão, o que não acontece para o modelo desenvolvido neste trabalho. Wolff et al. [88] usaram a equação da energia reportada por Gohar (1988) [82] que, na sua forma adimensional, escreve-se:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial Z^2} = -N_{UD}\bar{\eta} \left(\frac{\partial \left(\frac{u}{U_M} \right)}{\partial Z} \right)^2 - N_{AC}TH^2 \left(\frac{u}{U_M} \right) \frac{dP}{dX} + N_{CU}\bar{\rho}H^2 \left(\frac{u}{U_M} \right) \frac{\partial T}{\partial X} \quad (5.5)$$

com N_{UD} , N_{AC} e N_{CU} constantes função das características térmicas do lubrificante, da viscosidade e densidade, e dos parâmetros adimensionais do contacto.

Variação da viscosidade e da densidade com a pressão e a temperatura

Wolff et al. (1992) [88] apresentam uma comparação entre resultados obtidos pela utilização de diferentes equações de viscosidade, nomeadamente, a equação de Barus, Roelands e WLF modificada. O modelo desenvolvido também permite utilizar qualquer uma destas equações, não havendo por isso qualquer divergência entre os dois modelos na definição da viscosidade. O mesmo pode ser referido quando à equação que descreve a variação da densidade, com a pressão e a temperatura, que também não apresenta qualquer diferença para os dois modelos.

5.2.3.2. Condições de Funcionamento

Na Tabela 5.6 são especificadas as características dos corpos em contacto e na Tabela 5.7 as características dos dois lubrificantes usados.

Discos	
Raio Equivalente, m	0.0175
Condutividade Térmica, W/m.°K	52
Calor Específico, J/kg.°K	460
Densidade, kg/m ³	7850
Módulo de Elasticidade, Pa	200×10^9
Coeficiente de Poisson	0.3

Tabela 5.6- Características dos corpos em contacto.

Lubrificante	P-150	Santotrac 50
Temperatura de entrada, °K	323	323
Viscosidade de entrada, Pa.s	1.539×10^{-2}	2.513×10^{-2}
Coeficiente de Piezoviscosidade, Pa ⁻¹	2.289×10^{-8}	2.643×10^{-8}
Coeficiente de Termoviscosidade, °K ⁻¹	0.030	0.038
Expoente Z_0 Roelands	0.63	0.9
Densidade de entrada, kg/m ³	864.0	889.0
Coeficiente de Expansão Térmica, °K ⁻¹	6.50×10^{-4}	6.50×10^{-4}
Condutividade Térmica, W/m.°K	0.12	0.12
Calor Específico, J/kg.°K	2000	2332
Parâmetro $G = \alpha_\eta \cdot E'$	5032	5809

Tabela 5.7- Características dos lubrificantes.

Em relação aos expoentes utilizados nas equações de viscosidade, é referido na publicação Wolff et al. [88] que o expoente α_η , o expoente Z_0 da equação de Roelands e o coeficiente de termoviscosidade, β_η , foram calculados tendo por base os valores previstos pela equação WLF modificada. O expoente α_η foi calculado para a pressão atmosférica e à temperatura de entrada (323°K). O expoente Z_0 foi também calculado para a temperatura de entrada (323°K), enquanto que o coeficiente de termoviscosidade β_η foi calculado para a pressão atmosférica.

5.2.3.3. Resultados Obtidos

Sabendo que o modelo numérico implementado neste trabalho admite viscosidade constante na espessura, os resultados apresentados vão estar, principalmente, direccionados na comparação com o modelo Térmico-I, como designado na publicação Wolff et al. [88], o qual admite também viscosidade constante na espessura do filme. Serão apresentadas algumas comparações com os resultados da publicação que utilizam diferentes modelos de viscosidade.

Geometria do filme lubrificante e distribuição de pressão no contacto

Na Figura 5.7 pode ser observada a influência provocada pela passagem da situação de rolamento puro ($VE=0\%$) para uma situação de grande taxa de escorregamento ($VE=95\%$). São evidentes as modificações que ocorrem na distribuição de pressão, nomeadamente o deslocamento do pico de pressão no sentido do centro do contacto acompanhado de um aumento de pressão no centro de contacto. Em consequência, ocorre também uma alteração da geometria do filme lubrificante, a que corresponde uma diminuição relativa de espessura mínima e um aumento relativo de espessura no centro do contacto. São referidas variações relativas de espessura pois esta está adimensionada em relação à espessura para a qual a derivada da pressão, na direcção do rolamento, é nula (h_s).

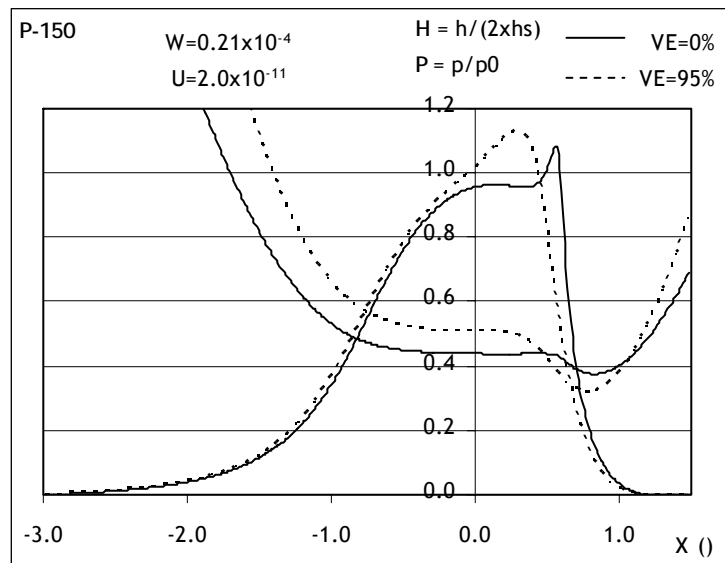


Figura 5.7- Geometria do filme lubrificante e distribuição de pressão - óleo P-150, $VE=0\%$ e $VE=95\%$ ($U=5.0 \times 10^{-11}$ e $W=0.21 \times 10^{-4}$).

A consideração ou não da variação da viscosidade ao longo da espessura do filme lubrificante não tem qualquer influência sobre a geometria do filme e a distribuição de pressão, em condições de rolamento puro, $VE=0\%$, viscosidade definida pelo modelo WLF e condições iguais às indicadas na Figura 5.7. No entanto, para valores muito elevados da taxa de escorregamento ($VE=95\%$) a consideração de uma viscosidade constante na espessura conduz a uma diminuição da espessura mínima prevista pelo modelo desenvolvido (Campos 2004), que não é observada se for considerada a variação da viscosidade na espessura [88].

Na Figura 5.8 comparam-se as geometrias do filme e as distribuições de pressão dos dois lubrificantes (P-150 e Santotrac 50) em condições de elevada taxa de escorregamento ($VE=95\%$). Como se pode observar, para o lubrificante com maior viscosidade e maior piezoviscosidade, o Santotrac 50, conduz a uma geometria mais vincada acompanhada de maiores pressões. Verifica-se ainda, uma espessura relativa do filme no centro do contacto maior para o Santotrac 50 mas, a espessura mínima relativa é idêntica ao lubrificante P-150. Na comparação entre os dois óleos, Wolff et al. [88] referem uma forte influência da equação de viscosidade (Roelands / WLF) utilizada para as condições de elevadas taxas de escorregamento para o lubrificante Santotrac 50, explicando o facto pela grande sensibilidade deste lubrificante às variações de temperatura. Já em relação ao P-150, não se registaram variações significativas pela mudança de equação de viscosidade.

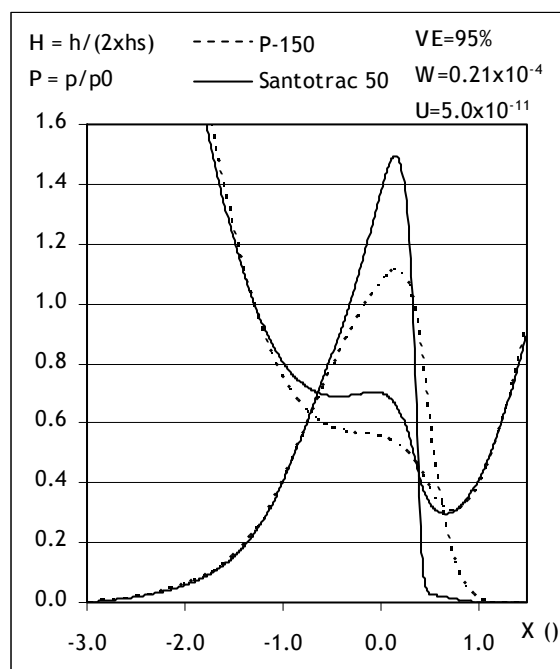


Figura 5.8- Geometria do filme lubrificante e distribuição de pressão com os lubrificantes P-150 e Santotrac 50 para $VE=95\%$, com $U=5.0 \times 10^{-11}$ e $W=0.21 \times 10^{-4}$.

Na Figura 5.9 pode ser analisada a influência da velocidade de rolamento sobre a geometria e a distribuição de pressão, no caso de uma taxa de escorregamento de 95% e para o óleo P-150. A distribuição de pressão apresenta como principais alterações o desaparecimento do pico de pressão na saída do contacto e um aumento significativo da pressão no centro do contacto. A geometria do filme, como seria de esperar, apresenta uma forma mais relaxada, isto é, a zona central menos plana, à medida que velocidade de rolamento aumenta.

No modelo Wolff et al. [88] considerando a variação da viscosidade na espessura do filme e a equação de viscosidade de WLF modificada, não são observadas diferenças significativas da geometria do filme lubrificante, ocorrendo uma diminuição da pressão no centro do contacto, à medida que a velocidade de rolamento aumenta. Verifica-se assim, que os modelos (Campos, 2004 e Wolff et al., 1992 [88]) sugerem efeitos contraditórios.

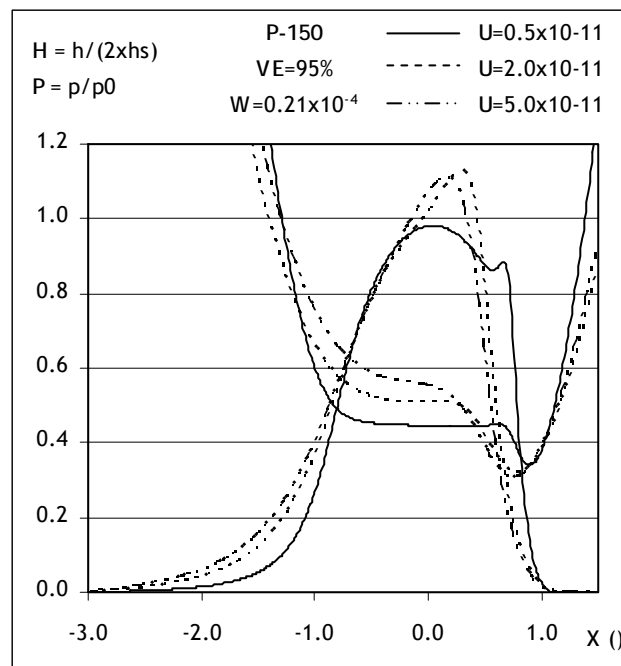


Figura 5.9- Influência da velocidade na geometria do filme e na distribuição de pressão com o lubrificante P-150, para VE=95% e com $W=0.21 \times 10^{-4}$.

Na Figura 5.10 mostra-se o efeito da taxa de escorregamento sobre a distribuição de pressão e a geometria do filme lubrificante. Contrariamente ao que sucedia com o efeito da velocidade de rolamento, o aumento do escorregamento impõe uma diminuição da pressão no centro do contacto. O modelo de Wolff et al. [88], para as mesmas condições de funcionamento mas considerando a variação de viscosidade na espessura e a equação de WLF modificada para a viscosidade, apresentam o mesmo efeito mas mais acentuado.

O efeito do aumento da taxa de escorregamento na geometria do filme lubrificante está patente na diminuição da zona plana central e no aumento significativo da relação h_m/h_0 , sendo este fenómeno também previsto pelo modelo de Wolff et al. [88], embora o aumento da relação h_m/h_0 seja menos acentuado.

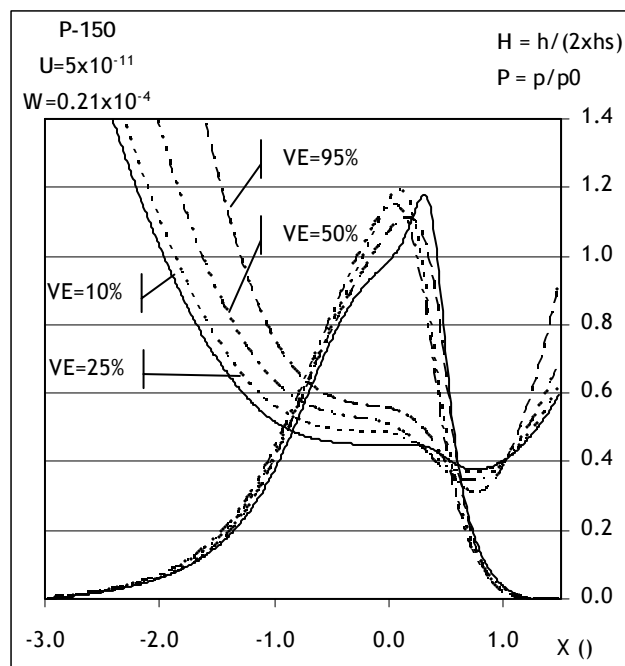


Figura 5.10- Influência da taxa de escorregamento sobre a geometria do filme e a distribuição de pressão - lubrificante P-150, $U=5.0 \times 10^{-11}$ e $W=0.21 \times 10^{-4}$.

Coeficientes de atrito

No gráfico da Figura 5.11 apresenta-se uma comparação entre os valores de coeficiente de atrito obtidos usando os dois modelos (Campos, 2004 e Wolff et al., 1992 [88]) considerando a viscosidade constante segundo a espessura do filme.

Os valores do coeficiente de atrito previstos pelo modelo de Campos, 2004, são ligeiramente inferiores aos obtidos por Wolff et al., 1992 [88]. No entanto, seria também necessário uma comparação de valores de temperatura que, no trabalho em análise, não são apresentados para as condições de funcionamento em causa.

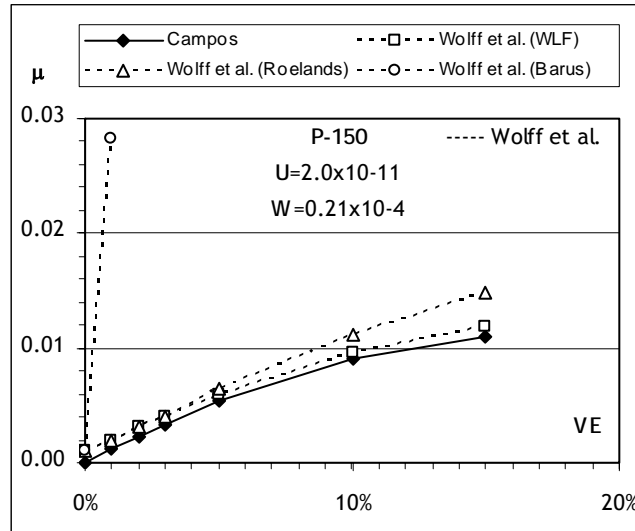


Figura 5.11- Coeficiente de atrito vs taxa de escorregamento para o lubrificante P-150, $U=2.0 \times 10^{-11}$ e $W=0.21 \times 10^{-4}$.

5.2.3.4. Conclusões

É referido no modelo de Wolff et al. [88] a importância da variação da viscosidade na espessura do filme lubrificante e da equação de viscosidade utilizada.

Em condições de rolamento puro a influência da variação da viscosidade na espessura do filme sobre a geometria do filme e a distribuição de pressão não têm significado. No entanto, para taxas de escorregamento elevadas ($VE=95\%$) é perceptível o efeito da variação da viscosidade na espessura sobre a geometria do filme e sobre a distribuição de pressão, embora não altere as características dos resultados. O modelo desenvolvido (Campos, 2004) considera a viscosidade constante segundo a espessura do filme lubrificante e pretende-se válido para valores da taxa de escorregamento muito inferiores a 95% ($0\% \leq VE \leq 30\%$). Nessa gama de valores da taxa de escorregamento as previsões de ambos os modelos são muito semelhantes.

Wolff et al. [88] referem que a influência da equação de viscosidade é significativa na geometria do filme e na distribuição de pressão, mas principalmente no valor do coeficiente de atrito.

O modelo implementado permite a utilização de qualquer equação que descreva a variação da viscosidade com a pressão e temperatura. No entanto, é necessário que a equação aplicada consiga avaliar, com a melhor fidelidade possível, a viscosidade no interior do contacto. Para isso é importante que os parâmetros envolvidos na equação utilizada representem o comportamento do lubrificante nas condições de pressão e temperatura ocorridas no interior do contacto.

O modelo desenvolvido está vocacionado para as condições de funcionamento em que o comportamento não Newtoniano do lubrificante é preponderante. No entanto, mesmo aplicado em condições em que o comportamento Newtoniano é plausível, apresenta valores de espessura do filme, temperaturas e coeficiente de atrito de acordo com outras propostas apresentadas na literatura.

5.3. MODELOS NÃO NEWTONIANOS

5.3.1. Modelo de Sui e Sadeghi

O modelo de Sui e Sadeghi (1991) [81] apresenta a solução numérica para o problema de lubrificação termo-elastohidrodinâmica mas admitindo um comportamento não Newtoniano do fluido lubrificante. A equação de Reynolds generalizada foi modificada para incorporar o modelo reológico de Eyring. São apresentados resultados para cargas que variam entre $W=0.7 \times 10^{-4}$ e $W=2.3 \times 10^{-4}$ e velocidades que variam entre $U=2 \times 10^{-11}$ e $U=6 \times 10^{-11}$, para diferentes valores da taxa de escorregamento.

Modelo reológico

A relação utilizada pelo modelo de Sui e Sadeghi [81] é a proposta por Eyring (1935):

$$\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\tau_0}{\eta} \sinh\left(\frac{\tau}{\tau_0}\right) \quad (5.6)$$

onde τ_0 representa a tensão de referência de Eyring. Esta equação é transformada para a forma:

$$\tau = \eta \frac{\partial u}{\partial y} \frac{1}{F\left(\frac{\tau}{\tau_0}\right)} \quad (5.7)$$

com

$$F\left(\frac{\tau}{\tau_0}\right) = \frac{\sinh\left(\frac{\tau}{\tau_0}\right)}{\frac{\tau}{\tau_0}} \quad (5.8)$$

5.3.1.1. Síntese das principais diferenças entre as Equações de Base usadas

Equação de Reynolds

A equação que define a tensão de corte no lubrificante é introduzida na equação de equilíbrio, passando esta última a considerar os efeitos não Newtonianos do lubrificante. A equação de Reynolds modificada e adimensional é apresentada com a forma:

$$\frac{\partial}{\partial X} \left(G_2 \frac{dP}{dX} \right) = U_1 \frac{\partial}{\partial X} (G_3) + \frac{\partial}{\partial X} \left[\frac{G_1}{\mu_{e0}} (U_2 - U_1) \right] \quad (5.9)$$

Os coeficientes que constam da equação de Reynolds modificada são integrais calculados na direcção da espessura do filme lubrificante, onde G_1 , G_2 , e μ_{e0} incluem a função reológica não linear $F\left(\frac{\tau}{\tau_0}\right)$ e a viscosidade, e G_3 inclui a densidade.

Pela integração da equação (5.9), a equação de Reynolds pode ser apresentada na forma:

$$H_3 \frac{dP}{dX} - KU_1 \frac{HG_3 - H_e(G_3)_e}{G_2} - \frac{K(U_2 - U_1)}{G_2} \left[\frac{HG_1}{\mu_{e0}} - \frac{H_e(G_1)_e}{(\mu_{e0})_e} \right] = 0 \quad (5.10)$$

No modelo numérico desenvolvido (Campos, 2004) a equação de Reynolds é obtida admitindo um comportamento Newtoniano do fluido lubrificante, sendo os efeitos não Newtonianos introduzidos por via da viscosidade aparente, parágrafo 3.2.1.

Equação da geometria do filme lubrificante

A equação utilizada por Sui e Sadeghi [81] para a definição da geometria do filme lubrificante é definida por Houpert e Hamrock [47], a qual é idêntica à utilizada no modelo desenvolvido.

Equação da energia

A equação da energia utilizada por Sui e Sadeghi [81] é a apresentada por Burton (1966),

$$\frac{\partial}{\partial X} \left[\bar{\rho} \left(\frac{u}{U_M} \right) T - \Gamma \frac{\partial T}{\partial X} \right] + \frac{\partial}{\partial Z} \left[\bar{\rho} \left(\frac{v}{U_M} \right) T - \Gamma \frac{\partial T}{\partial Z} \right] = S \quad (5.11)$$

onde S representa a geração de calor volumétrico, o qual contém os termos de dissipação viscosa e de compressão. Os corpos em contacto comportam-se como semi-espaços e a condução de calor é feita perpendicularmente às superfícies usando as equações de temperatura definidas por Carslaw e Jaeger (1959).

Quanto à equação da energia utilizada no modelo desenvolvido (Campos, 2004), a principal diferença reside na não inclusão do termo de dissipação de energia por compressão.

Variação da viscosidade e da densidade com a pressão e a temperatura

As equações utilizadas por Sui e Sadeghi [81] que definem a viscosidade e a densidade no interior do contacto, em função da pressão e temperatura, são as mesmas implementadas no modelo numérico desenvolvido, não existindo, por isso, qualquer diferença.

5.3.1.2. Condições de Funcionamento

Na Tabela 5.8 e na Tabela 5.9 estão indicadas, respectivamente, as características dos corpos em contacto e as características do lubrificante utilizado. Na Tabela 5.9 é também referida a temperatura do lubrificante na entrada no contacto.

Discos

Raio Equivalente, m	0.0189
Condutividade Térmica, W/m.°K	47
Calor Específico, J/kg.°K	460
Densidade, kg/m ³	7850
Módulo de Elasticidade, Pa	200x10 ⁺⁹
Coefficiente de Poisson	0.3

Tabela 5.8- Características dos corpos em contacto.

Lubrificante

Temperatura de entrada, °K	313
Viscosidade de entrada, Pa.s	0.04
Densidade de entrada, kg/m ³	866
Coefficiente de Piezoviscosidade, Pa ⁻¹	2.2782x10 ⁻⁸
Coefficiente de Termoviscosidade, °K ⁻¹	0.0466
Coefficiente de Expansão Térmica, °K ⁻¹	6.5x10 ⁻⁴
Condutividade Térmica, W/m.°K	0.12
Calor Específico, J/kg.°K	2000
Tensão de Eyring, Pa	1x10 ⁺⁷

Tabela 5.9- Características do lubrificante utilizado.

5.3.1.3. Resultados Obtidos*Geometria do filme lubrificante e distribuição de pressão no contacto*

Na Figura 5.12 e na Figura 5.13 estão representadas as geometrias e as distribuições de pressão correspondentes a duas cargas, respectivamente, $W=1.3 \times 10^{-4}$ e $W=2.3 \times 10^{-4}$. Nas duas figuras é salientado o aspecto da passagem da situação de rolamento puro para uma situação rolamento com escorregamento ($VE=10\%$).

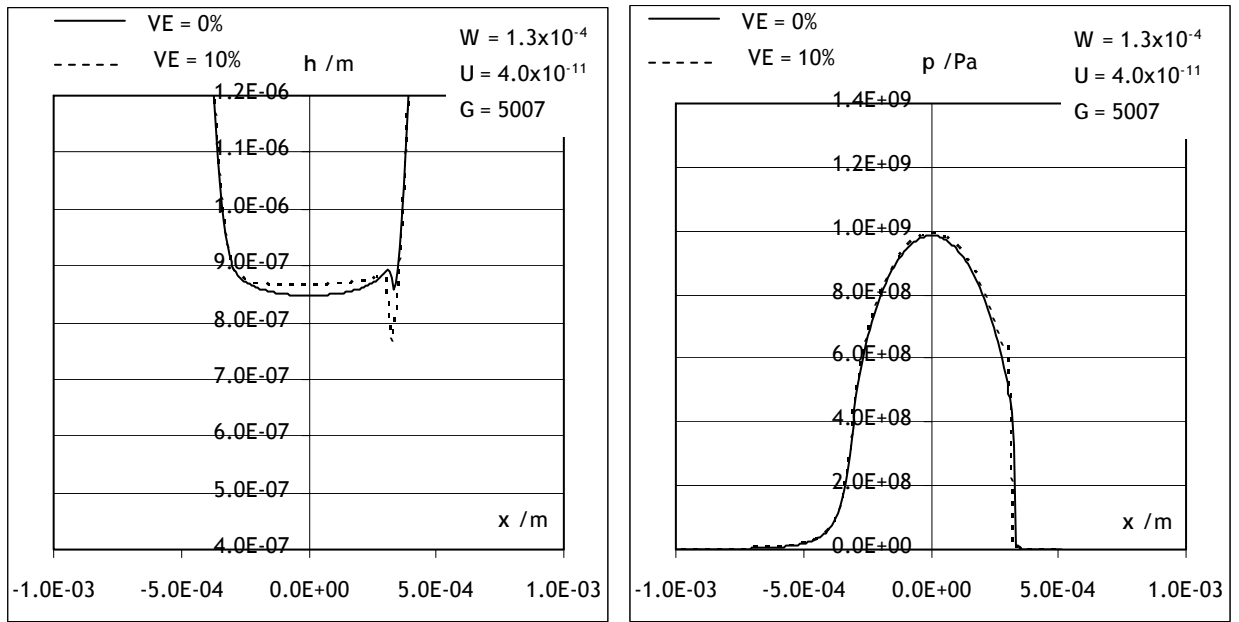


Figura 5.12- Geometrias do filme lubrificante e distribuições de pressão ($W=1.3 \times 10^{-4}$, $U=7.3 \times 10^{-11}$, $G=5007$, $VE=10\%$ e $VE=0\%$).

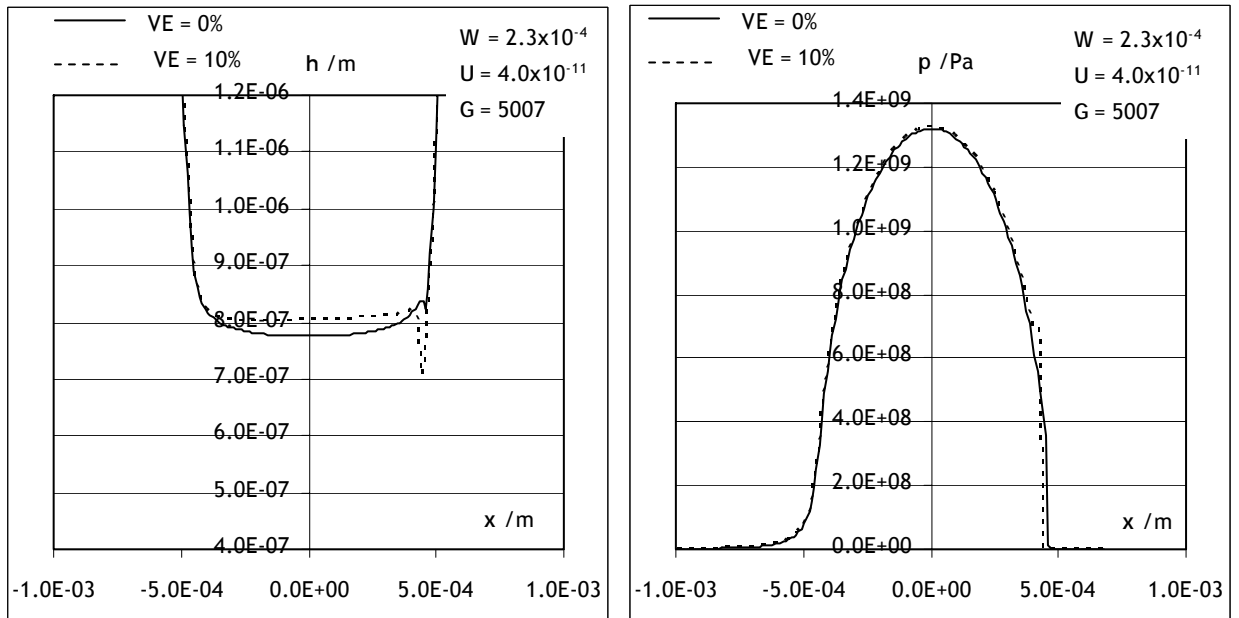


Figura 5.13- Geometrias do filme lubrificante e distribuições de pressão ($W=2.3 \times 10^{-4}$, $U=7.3 \times 10^{-11}$, $G=5007$, $VE=10\%$ e $VE=0\%$).

Verifica-se que a passagem do caso de rolamento puro para o caso de taxa de escorregamento, de 10%, impõe um aumento da espessura do filme no centro do contacto. Ao mesmo tempo, verifica-se uma diminuição da espessura mínima. Para as mesmas condições o modelo de Sui e Sadeghi [81] prevê também um aumento da espessura no centro do contacto mas a diminuição da espessura mínima é desprezável.

Temperaturas das superfícies e no lubrificante

Na Figura 5.14 estão representados os aumentos de temperatura da superfície 1 (a mais lenta e logo a mais quente) e da superfície 2 ao longo da direcção de rolamento, Ox , para as duas cargas, $W=1.3 \times 10^{-4}$ e $W=2.3 \times 10^{-4}$, e para diferentes valores da taxa de escorregamento.

A Figura 5.14 permite constatar que a temperatura das superfícies na zona de entrada do contacto EHD não varia com a taxa de escorregamento (VE). No entanto, na zona de alta pressão, a temperatura das superfícies é significativamente influenciada pelo aumento de VE, estimulada pelo acentuado aquecimento viscoso do lubrificante. Estas constatações são também previstas pelo modelo de Sui e Sadeghi [81].

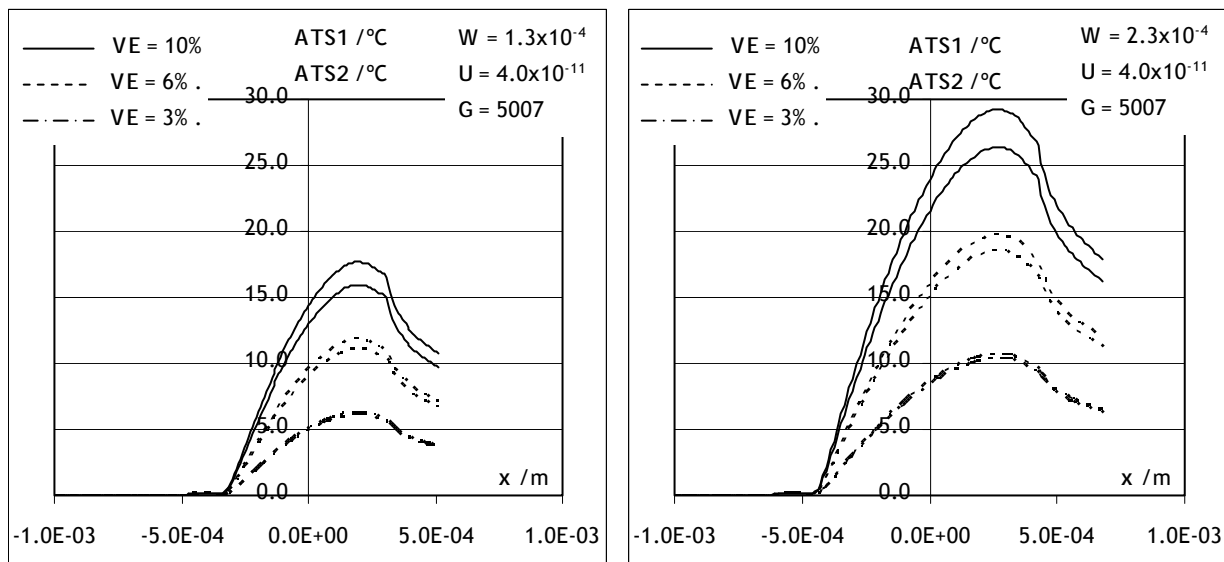


Figura 5.14- Variação, em Ox , dos aumentos de temperatura das superfícies 1 (mais lenta) e 2 (mais rápida), para $W=1.3 \times 10^{-4}$ e $W=2.3 \times 10^{-4}$, com $U=4.0 \times 10^{-11}$ e $G=5007$.

Na Tabela 5.10 é apresentada uma comparação entre os aumentos máximos de temperatura das superfícies previstos por ambos os modelos.

Como se pode constatar as diferenças são pouco significativas para as condições de funcionamento que impõem menor taxa de escorregamento. A diferença mais significativa, cerca de 32%, ocorre para a carga e taxa de escorregamento mais elevadas.

VE (%)	$W=1.3 \times 10^{-4}$ $U=4.0 \times 10^{-11}$ $G=5007$		$W=2.3 \times 10^{-4}$ $U=4.0 \times 10^{-11}$ $G=5007$	
	Sui e Sadeghi [81]	Campos (2004)	Sui e Sadeghi [81]	Campos (2004)
3	$\approx 8.0^{\circ}\text{C}$	6.1°C	$\approx 14^{\circ}\text{C}$	11°C
6	$\approx 16^{\circ}\text{C}$	11°C	$\approx 27^{\circ}\text{C}$	20°C
10	$\approx 25^{\circ}\text{C}$	16°C	$\approx 41^{\circ}\text{C}$	29°C

Tabela 5.10- Comparação dos aumentos máximos de temperatura das superfícies para $W=1.3 \times 10^{-4}$ e $W=2.3 \times 10^{-4}$, com $U=4.0 \times 10^{-11}$ e $G=5007$.

Na Figura 5.15 são representados os valores máximos dos aumentos de temperatura do lubrificante em função da taxa de escorregamento (VE), para a mesma velocidade e a diferentes cargas (Figura 5.15 - a) e para a mesma carga e a diferentes velocidades (Figura 5.15 - b). Como se pode constatar, os aumentos máximos de temperatura do lubrificante aumentam com o aumento da velocidade e com o aumento da carga. Para as mesmas condições de funcionamento, o aumento da velocidade impõe maiores velocidades de deformação do lubrificante logo maior dissipação térmica. Com o aumento da força normal aplicada ao contacto, a dissipação térmica também é aumentada, levando a maiores aumentos de temperatura.

Na Tabela 5.11 são comparados os valores dos aumentos máximos de temperatura no lubrificante previstos por ambos os modelos, para diferentes velocidades e diferentes cargas e para a taxa de escorregamento de $VE=10\%$. Verifica-se que o modelo de Campos (2004) prevê valores que são superiores aos valores previstos pelo modelo de Sui e Sadeghi (1991) [81] para as condições de funcionamento de mais baixas carga e velocidade. A situação inverte-se para as condições de funcionamento de mais elevadas carga e velocidade.

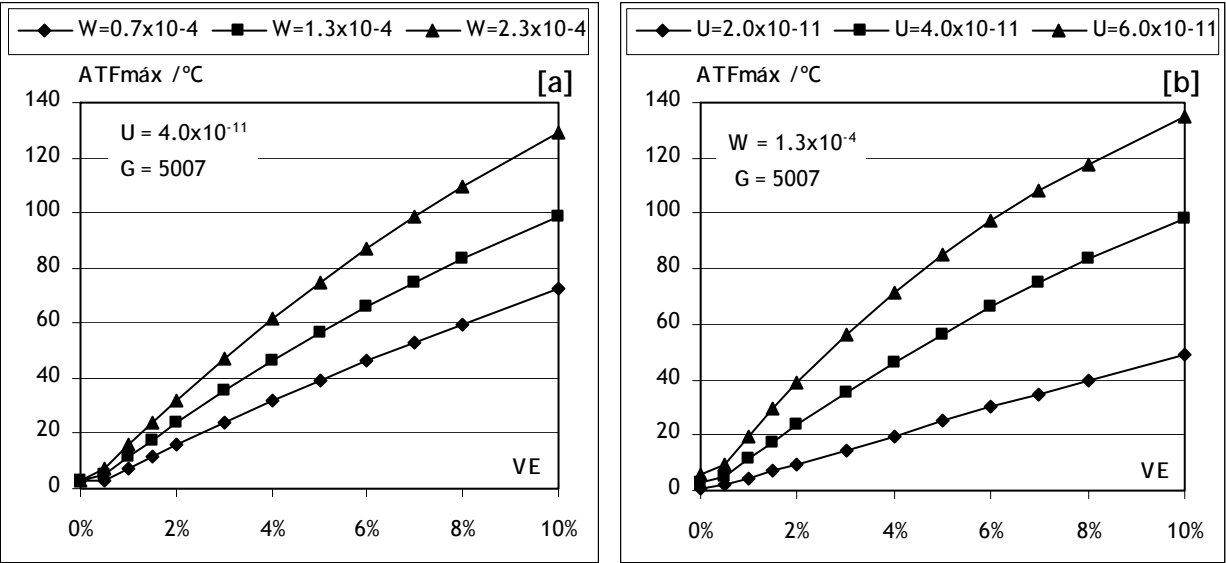


Figura 5.15- Valores máximos de aumento de temperatura do lubrificante com VE, no gráfico [a] para $U=4.0 \times 10^{-11}$ e três cargas diferentes, no gráfico [b] $W=1.3 \times 10^{-4}$ e três velocidades diferentes ($G=5007$).

W ($\times 10^{-4}$)	U = 4.0×10^{-11} VE = 10% G = 5007		U ($\times 10^{-11}$)	W = 1.3×10^{-4} VE = 10% G = 5007	
	Sui e Sadeghi [81]	Campos (2004)		Sui e Sadeghi [81]	Campos (2004)
0.7	≈ 65°C	72°C	2.0	≈ 40°C	49°C
1.3	≈ 100°C	98°C	4.0	≈ 100°C	98°C
2.3	≈ 136°C	129°C	6.0	≈ 145°C	135°C

Tabela 5.11- Comparação dos aumentos máximos de temperatura do lubrificante para VE = 10%.

Curvas de atrito

A variação do coeficiente de atrito com a taxa de escorregamento pode ser observada na Figura 5.16, para diferentes cargas e velocidades. Nesses gráficos as curvas a cheio representam os valores obtidos pelo modelo de Campos (2004) e as curvas a tracejado os valores obtidos por Sui e Sadeghi (Abril de 1991) [81].

Como se pode constatar, em todas as curvas o coeficiente de atrito aumenta com a taxa de escorregamento até atingirem um máximo, decrescendo depois com o contínuo aumento de VE. No gráfico com velocidade constante, $U=4.0 \times 10^{-11}$, constata-se ainda que o coeficiente de atrito máximo aumenta com o aumento da carga.

Da comparação dos valores obtidos pelos dois modelos, verifica-se que os coeficientes de atrito são muito próximos em quase toda a gama de variação da taxa escorregamento. As maiores diferenças encontram-se para as taxas de escorregamento mais baixas.

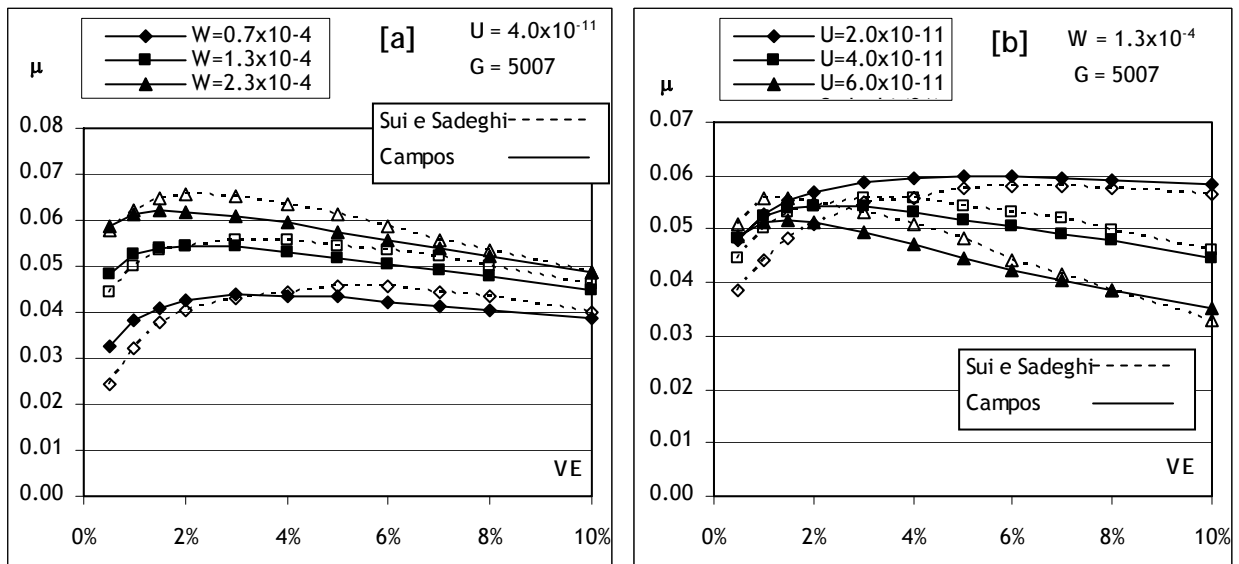


Figura 5.16- Variação do coeficiente de atrito com a taxa de escorregamento: no gráfico [a] para $U=4.0 \times 10^{-11}$ e três cargas diferentes e no gráfico [b] $W=1.3 \times 10^{-4}$ e três velocidades diferentes ($G=5007$).

Espessura do filme lubrificante mínima e no centro do contacto

A Figura 5.17 ilustra a influência da taxa de escorregamento sobre a espessura do filme lubrificante mínima e no centro do contacto, para diferentes cargas e diferentes velocidades.

Segundo Sui e Sadeghi [81] a espessura mínima do filme lubrificante diminui com o aumento da carga e aumenta com o aumento de velocidade. O mesmo pode ser constatado para os resultados de espessura mínima e de espessura no centro, obtidos com o modelo implementado, como mostra a Figura 5.17.

No que respeita à influência da taxa de escorregamento, é salientado por Sui e Sadeghi [81] que, quando se passa da situação de rolamento puro para um VE de 10% ocorre uma diminuição máxima de 5% na espessura mínima. A Figura 5.17 também mostra uma diminuição da espessura mínima, mas mais acentuada, que pode variar entre os 3% e os 13%, dependendo da carga e da velocidade.

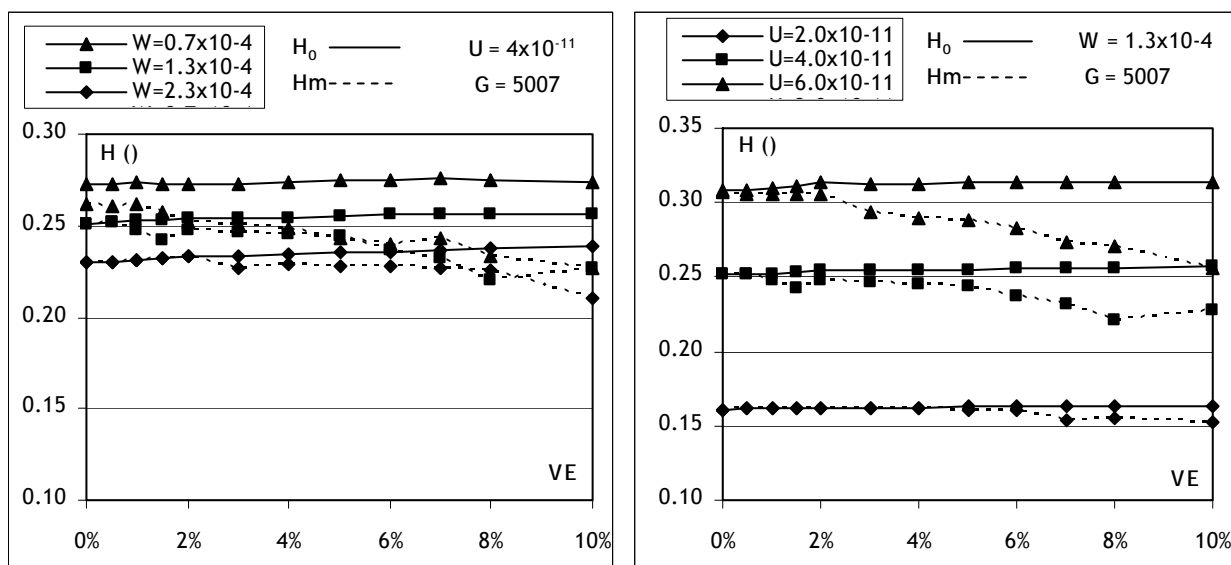


Figura 5.17- Valores de espessura mínima e no centro do contacto com o escorregamento, no primeiro gráfico para $U = 4.0 \times 10^{-11}$ e três cargas diferentes, no segundo $W = 1.3 \times 10^{-4}$ e três velocidades diferentes ($G = 5007$).

5.3.1.4. Conclusões

Da confrontação dos resultados obtidos entre o modelo proposto por Sui e Sadeghi [81] e o modelo desenvolvido podem ser retiradas algumas conclusões quanto à influência das condições de funcionamento e quanto às diferenças entre os dois modelos.

Ambos os modelos prevêm um ligeiro aumento da espessura no centro do contacto e uma diminuição, mais acentuada, da espessura mínima com o aumento da taxa de escorregamento. No entanto, o modelo desenvolvido prevê uma diminuição da espessura mínima mais acentuada com o aumento de VE. Verifica-se, ainda, que em ambos os modelos, a referida diminuição torna-se menos acentuada à medida que a velocidade diminui e a carga aumenta.

As curvas de tracção previstas por ambos os modelos indicam que o coeficiente de atrito aumenta com o aumento de VE até atingir um determinado máximo, seguindo-se a sua diminuição, à medida que os efeitos térmicos se tornam preponderantes. As maiores diferenças entre os coeficientes de atrito previstos pelos dois modelos ocorrem para as taxas de escorregamento mais baixas, sendo, contudo, pouco significativas.

O aumento da taxa de escorregamento impõe aumentos significativos da temperatura, quer das superfícies quer do lubrificante, na zona de alta pressão. Estes aumentos de temperatura são ainda maiores para os casos de maior carga e maior velocidade aplicadas ao contacto. Na zona do convergente a influência de VE é considerada desprezável.

Comparativamente, os dois modelos prevêm valores diferentes de temperatura, quer das superfícies quer do lubrificante. Essas diferenças são mais ou menos significativas dependendo das condições de funcionamento envolvidas, e de alguma forma podem justificar outras diferenças já referidas, como sejam, de coeficiente de atrito e de espessura do filme lubrificante. Ambos os modelos prevêm tendências idênticas em termos da influência das condições de funcionamento sobre o comportamento do contacto termo-elastohidrodinâmico, embora, possam as suas previsões não ser totalmente coincidentes em determinados detalhes.

Uma melhor aferição da qualidade relativa das previsões destes modelos só pode ser obtida após a sua comparação e calibração com resultados experimentais.

5.3.2. Modelo de Khonsari e Hua

No modelo de Khonsari e Hua (1994) [57] é proposto um algoritmo que trabalha com a equação reológica de Bair-Winer na sua forma original. É analisado o comportamento local da tensão de corte como previsto pelo modelo de Bair-Winer e a sua comparação com aqueles da equação constitutiva de Ree-Eyring. É também apresentado um estudo comparativo entre o coeficiente de atrito previsto pelo modelo de Bair-Winer e valores experimentais.

Modelo reológico

A partir da equação proposta por Bair e Winer [1] e considerando que o termo de viscoelasticidade é desprezável quando comparado com o termo de viscoplasticidade, escreve-se a equação:

$$\dot{\gamma} = -\frac{\tau_L}{\eta} \ln \left(1 - \frac{\tau}{\tau_L} \right) \quad (5.12)$$

A equação (5.12) agora reescrita em termos de viscosidade equivalente vem:

$$\eta^* = \eta \frac{1}{\lambda} [1 - \exp(-\lambda)] \quad (5.13)$$

onde

$$\lambda = \frac{\eta |\dot{\gamma}|}{\tau_L} \quad (5.14)$$

com τ_L a representar a tensão de corte limite, variando com a pressão de acordo com a equação

$$\tau_L = \tau_{L0} + \alpha_{\tau_L} p \quad (5.15)$$

e τ_{L0} e α_{τ_L} constantes únicas do lubrificante em causa.

Admitindo a equação proposta por Ree-Eyring:

$$\dot{\gamma} = \frac{\tau}{\eta} \sinh\left(\frac{\tau}{\tau_0}\right) \quad (5.16)$$

que em termos da viscosidade equivalente vem

$$\eta^* = \eta \frac{1}{\lambda_1} \sinh^{-1}(\lambda_1) \quad (5.17)$$

onde

$$\lambda_1 = \frac{\eta |\dot{\gamma}|}{\tau_0} \quad (5.18)$$

5.3.2.1. Síntese das principais diferenças entre as Equações de Base usadas

Equação de Reynolds

O modelo proposto por Khonsari e Hua [57] considera uma equação de Reynolds generalizada para fluidos não-Newtonianos, incorporando o modelo reológico proposto por Bair e Winer [1], enquanto que o modelo desenvolvido introduz os efeitos não Newtonianos na equação de Reynolds recorrendo à viscosidade aparente, parágrafo 3.2.1.

A equação de Reynolds generalizada para fluidos não Newtonianos apresentada por Khonsari e Hua [57] tem a forma:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho h^3 \left(\frac{1}{\mu_{e2}} - \frac{\mu_{e0}}{\mu_{e1}^2} \right) \frac{\partial p}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\rho h^3 \left(\frac{1}{\mu_{e2}} - \frac{\mu_{e0}}{\mu_{e1}^2} \right) \frac{\partial p}{\partial y} \right] = \frac{1}{2} (U_1 + U_2) \frac{d}{dx} (\rho h) + \\ + \frac{1}{2} (U_2 - U_1) \frac{d}{dx} \left[\rho h \left(1 - 2 \frac{\mu_{e0}}{\mu_{e1}} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial t} (\rho h) \end{aligned} \quad (5.19)$$

$$\text{onde } \frac{1}{\mu_{e0}} = \frac{1}{h} \int_0^h \frac{1}{\eta^*(I_2)} dz, \quad \frac{1}{\mu_{e1}} = \frac{1}{h^2} \int_0^h \frac{z}{\eta^*(I_2)} dz \text{ e } \frac{1}{\mu_{e2}} = \frac{1}{h^3} \int_0^h \frac{z^2}{\eta^*(I_2)} dz.$$

Equação da geometria do filme lubrificante

As equações para a definição da geometria do filme lubrificante são idênticas não apresentando qualquer diferença.

Equação da energia

A equação da energia para o modelo Khonsari e Hua [57] inclui a dissipação de energia por compressão e o modo de transferência por convecção na direcção Oz o que não acontece no modelo numérico desenvolvido.

Khonsari e Hua [57] utilizam a equação da energia com a forma:

$$\rho c_F \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right) = k_F \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - u \frac{T}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} \bigg|_p \frac{dp}{dx} + \tau \dot{\gamma} \quad (5.20)$$

O termo de dissipação viscosa $\tau \dot{\gamma} = \eta^* \dot{\gamma}^2$, onde para um contacto linear $\dot{\gamma} = \partial u / \partial z$, depende da equação constitutiva prescrita.

Variação da viscosidade e da densidade com a pressão e a temperatura

As equações que definem a variação da viscosidade e da densidade em função da pressão e da temperatura são idênticas no modelo numérico de Khonsari e Hua [57] e no modelo numérico implementado.

5.3.2.2. Condições de Funcionamento

Na Tabela 5.12 e na Tabela 5.13 estão indicadas, respectivamente, as características dos corpos em contacto e as características do lubrificante. Na Tabela 5.13 é também indicada a temperatura do lubrificante na entrada do contacto. Khonsari e Hua (1994) [57] não referem os valores dos coeficientes de piezoviscosidade e de termoviscosidade do lubrificante, necessários para calcular os expoentes para a lei de Roelands, Z_0 e S_0 . No entanto é mencionado que determinados valores são retirados de uma outra publicação, Wang et al. (1991) [85], referentes a um óleo mineral designado por LVI-260. Desta última publicação, foi extraído o valor de $\alpha_\eta=2.1 \times 10^{-8} \text{Pa}^{-1}$ e o valor de $\beta_\eta=0.0351^\circ\text{K}^{-1}$, com os quais, e a partir das equações indicadas por Houpert (1985) [47] e o próprio Wang et al. (1991) [85], são calculados os valores de Z_0 e S_0 .

Discos

Raio Equivalente, m	0.0395
Condutividade Térmica, W/m.°K	38
Calor Específico, J/kg.°K	470
Densidade, kg/m ³	8000
Módulo de Elasticidade equiv., Pa	$2.28 \times 10^{+11}$

Tabela 5.12- Características dos corpos em contacto.

Lubrificante

Temperatura de entrada, °K	333
Viscosidade de entrada, Pa.s	0.071
Densidade de entrada, kg/m ³	929
Coeficiente da densidade d1, Pa ⁻¹	5.83×10^{-10}
Coeficiente da densidade d2, Pa ⁻¹	1.6853×10^{-09}
Coeficiente da densidade d3, °K ⁻¹	-6.50×10^{-04}
Condutividade Térmica, W/m.°K	0.25055
Calor Específico, J/kg.°K	2250
Tensão de corte limite (B&W), Pa	$2.28 \times 10^{+06}$
Declive relação tensão-pressão (B&W)	0.047
Tensão de Eyring, Pa	$2.90 \times 10^{+6}$

Tabela 5.13- Características do lubrificante utilizado.

5.3.2.3. Resultados Obtidos

Geometria do filme lubrificante e distribuição da pressão no contacto

A Figura 5.18 apresenta as geometrias do filme lubrificante e as correspondentes distribuições de pressão, admitindo a lei reológica de Bair e Winer, colocando em evidência o efeito da taxa de escorregamento (VE=0% para VE=10%). A Figura 5.19 é em tudo idêntica à Figura 5.18 mas para o caso da lei reológica de Ree-Eyring.

Como pode ser constatado, ambos as leis prevêem resultados de distribuição de pressão e geometria do filme lubrificante similares. As diferenças a salientar são ao nível do pico de pressão e da restrição na saída do contacto. As duas leis apresentam uma redução do pico de pressão e o deslocamento da sua posição, para o centro do contacto, com o aumento da taxa de escorregamento. Comparativamente, a lei de Ree-Eyring apresenta uma menor variação da espessura mínima do filme.

De referir que estas constatações são idênticas às observadas por Khonsari e Hua [57].

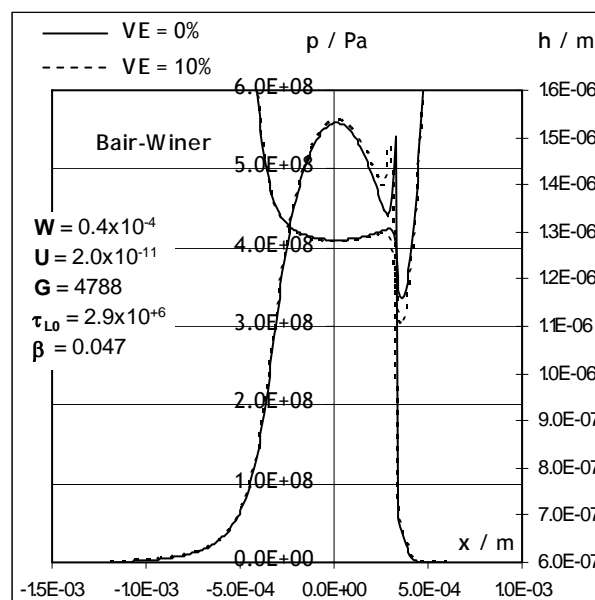


Figura 5.18- Distribuição de pressão e geometria do filme lubrificante com o modelo B&W ($W=4.0 \times 10^{-5}$, $U=2.0 \times 10^{-11}$, $G=4788$, $\tau_{L0}=2.28 \times 10^6$ N/m² e $\alpha_{\tau_L}=0.047$).

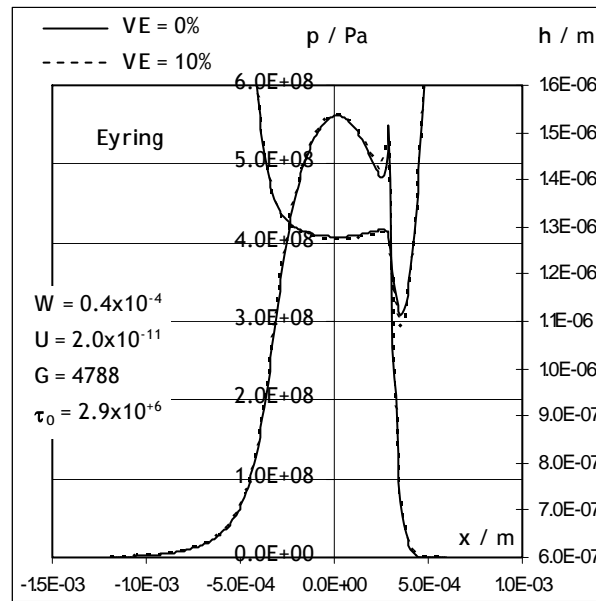


Figura 5.19- Distribuição de pressão e geometria do filme lubrificante com o modelo de Ree-Eyring ($W=4.0 \times 10^{-5}$, $U=2.0 \times 10^{-11}$, $G=4788$ e $\tau_0=2.9 \times 10^6$ N/m²).

Temperaturas das superfícies e do lubrificante

Na Figura 5.20 e na Figura 5.21 são representados os perfis de temperatura das superfícies e do lubrificante, correspondentes às da Figura 5.18 e da Figura 5.19, mas apenas para a taxa de escorregamento de $VE=10\%$.

As temperaturas das superfícies 1 e 2 são aproximadamente as mesmas ao longo do contacto. No lubrificante os aumentos de temperatura são mais elevados, com especial ênfase na zona de alta pressão. Nesta zona os aumentos de temperatura condicionam directamente a viscosidade e as características reológicas do lubrificante, condicionando o valor do coeficiente de atrito na presença de escorregamento.

Comparativamente, as duas leis reológicas, de Bair-Winer e de Ree-Eyring, prevêm temperaturas idênticas na zona do convergente. No entanto, na zona de Hertz e para as condições de funcionamento em causa, a lei de Bair-Winer prevê maiores aumentos de temperatura em relação à lei de Ree-Eyring. Ambos os aspectos também são destacados por Khonsari e Hua [57].

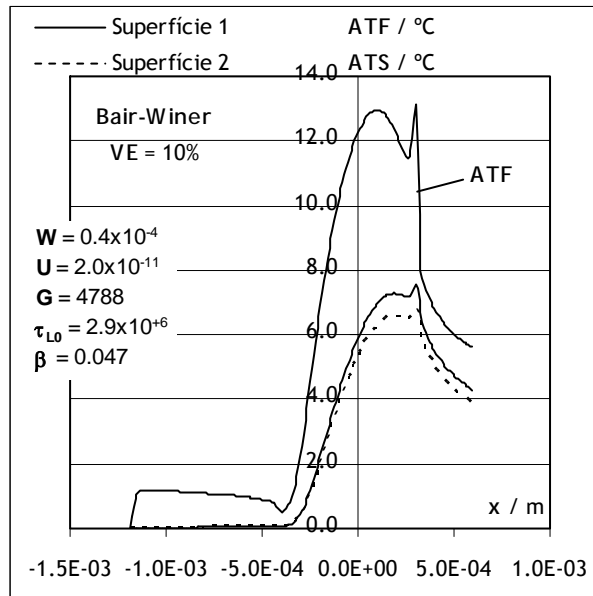


Figura 5.20- Perfis de temperatura do lubrificante e das superfícies com o modelo B&W ($W=4.0 \times 10^{-5}$, $U=2.0 \times 10^{-11}$, $G=4788$, $\tau_{L0}=2.28 \times 10^6$ N/m² e $\alpha_{\tau_L}=0.047$).

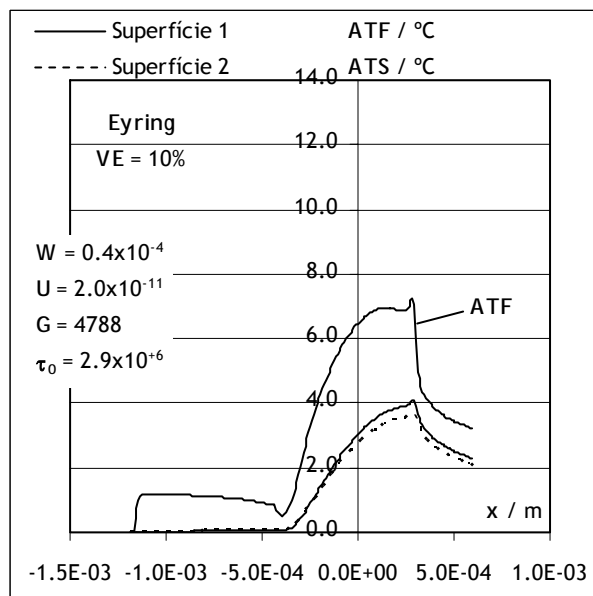


Figura 5.21- Perfis de temperatura do lubrificante e das superfícies com o modelo de Ree-Eyring ($W=4.0 \times 10^{-5}$, $U=2.0 \times 10^{-11}$, $G=4788$ e $\tau_0=2.9 \times 10^6$ N/m²).

Na Tabela 5. estão indicados os valores aproximados dos aumentos máximos de temperatura (no centro do contacto), quer no lubrificante quer nas superfícies, obtidos por Khonsari e Hua [57] e usando o modelo desenvolvido (Campos, 2004).

Verifica-se que os aumentos máximos de temperatura previstos por ambos os modelos são semelhantes.

VE = 10%	ATFmáx		ATSmáx	
	Khonsari e Hua [57]	Campos (2004)	Khonsari e Hua [57]	Campos (2004)
Bair e Winer	$\approx 16^{\circ}\text{C}$	13°C	$\approx 7.8^{\circ}\text{C}$	7.3°C
Ree-Eyring	$\approx 7.2^{\circ}\text{C}$	6.9°C	$\approx 4.2^{\circ}\text{C}$	3.9°C

Tabela 5.14- Comparação dos aumentos máximos de temperatura do lubrificante e das superfícies para VE=10% ($W=4.0 \times 10^{-5}$, $U=2.0 \times 10^{-11}$, $G=4788$, $\tau_{L0}=2.28 \times 10^6 \text{ N/m}^2$, $\alpha_{\tau_L}=0.047$ e $\tau_0=2.9 \times 10^6 \text{ N/m}^2$).

Curvas de atrito

Na Figura 5.22 são comparadas as curvas de atrito, admitindo as leis reológicas de Ree-Eyring e de Bair e Winer, obtidas pelo modelo de Khonsari e Hua (1994) [57] (linhas descontínuas) e pelo modelo de Campos (2004) (linhas contínuas). As condições de funcionamento são: $W=4.0 \times 10^{-5}$, $U=2.0 \times 10^{-11}$ e $G=4788$, com B&W ($\tau_{L0} = 2.28 \text{ MPa}$, $\alpha_{\tau_L} = 0.047$) e Ree-Eyring ($\tau_0 = 2.90 \text{ MPa}$).

Como se pode constatar ambos os modelos prevêem valores de coeficientes de atrito quase idênticos, qualquer que seja a lei reológica considerada.

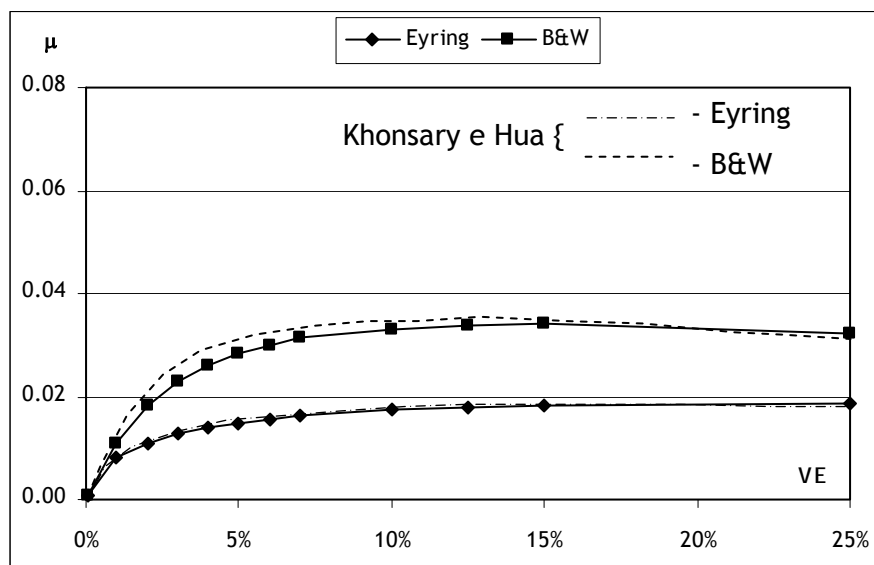


Figura 5.22- Comparação das curvas de atrito: B&W ($\tau_{L0} = 2.28 \text{ MPa}$, $\alpha_{\tau_L} = 0.047$) e Ree-Eyring ($\tau_0 = 2.90 \text{ MPa}$) ($W = 4.0 \times 10^{-5}$, $U = 2.0 \times 10^{-11}$, $G = 4788$).

5.3.2.4. Conclusões

Os resultados relacionados com a geometria do filme lubrificante e a distribuição de pressão, obtidos usando ambos os modelos, apresentam comportamentos idênticos, sendo de destacar:

- A diminuição da espessura mínima do filme lubrificante com o aumento da taxa de escorregamento. Neste aspecto a lei de Bair e Winer apresenta diminuições mais acentuadas.
- A redução do pico de pressão, neste caso a lei de Ree-Eyring apresenta uma diminuição mais acentuada, e o seu deslocamento para o interior da zona de Hertz.

No que respeita aos aumentos da temperatura das superfícies e do lubrificante, os dois modelos prevêem valores semelhantes. Da comparação entre as duas leis reológicas utilizadas conclui-se:

- A lei de Bair e Winer prevê maiores aumentos de temperatura na zona de Hertz.
- Ao convergente os aumentos de temperatura podem considerar-se independentes da lei reológica utilizada.

Quanto às curvas de tracção, obtiveram-se valores de coeficiente de atrito muito idênticos para os dois modelos. No entanto, os valores de coeficiente de atrito obtidos são fortemente influenciados pela lei reológica utilizada. Para taxas de escorregamento superiores a aproximadamente 5%, a lei de Ree-Eyring prevê valores do coeficiente de atrito significativamente inferiores aos obtidos com a lei de Bair e Winer.

5.3.3. Modelo de Khonsari e Hua: resultados experimentais

Na publicação de Khonsari e Hua (1994) [57] é realizada uma comparação entre os resultados numéricos, obtidos pelo modelo apresentado na publicação, e os resultados experimentais publicados por Zhang et al. (1983). Tendo por base esses mesmos resultados experimentais, e considerando a lei reológica de Bair e Winer e as mesmas condições de funcionamento o modelo numérico desenvolvido reproduz fielmente a curva de tracção experimental referida.

5.3.3.1. Condições de Funcionamento

Na Tabela 5.15 e na Tabela 5.16 estão indicadas, respectivamente, as características dos corpos em contacto e as características do lubrificante. Na Tabela 5.15 é também indicada a temperatura do lubrificante na entrada do contacto. É referido pelos autores que existem algumas incertezas quanto aos valores de entrada para a simulação, principalmente aqueles que caracterizam o lubrificante, que, como se mostrará mais tarde, são de primordial importância.

Discos	
Raio Equivalente, m	0.0381
Condutividade Térmica, W/m.°K	38
Calor Específico, J/kg.°K	400
Densidade, kg/m ³	7876
Módulo de Elasticidade equivalente, Pa	2.308×10^{11}

Tabela 5.15- Características dos sólidos em contacto para comparação com os resultados experimentais publicados por Zhang et al. (1983).

Lubrificante	
Temperatura de entrada, °K	318
Viscosidade de entrada, Pa.s	0.068
Densidade de entrada, kg/m ³	878
Coeficiente da densidade d1, Pa-1	0.6×10^{-09}
Coeficiente da densidade d2, Pa-1	1.7×10^{-09}
Coeficiente da densidade d3, °K-1	-7.6×10^{-04}
Condutividade Térmica, W/m.°K	0.14
Calor Específico, J/kg.°K	2035
Tensão de corte limite (B&W), Pa	$13.8 \times 10^{+06}$
Declive relação tensão-pressão (B&W)	0.05
Z ₀ , Equação de Roelands	0.59
S ₀ , Equação de Roelands	1.1

Tabela 5.16- Características do lubrificante e a sua temperatura de entrada no contacto para comparação com os resultados experimentais publicados por Zhang et al. (1983).

Khonsari e Hua [57] indicam um valor do parâmetro Z₀ de 0.59 (ver Tabela 5.16). No entanto, consideram um valor do parâmetro material G de 5152 a que corresponderia um valor de Z₀ de 0.6267, isto é:

$$G = \alpha E \Leftrightarrow \alpha = 5152 / 2.308 \times 10^{11} = 2.2322 \times 10^{-08} \Rightarrow Z_0 = 0.6267$$

gerando alguma incerteza quanto ao parâmetro Z₀. De modo a eliminar esta incerteza obtiveram-se curvas de tracção correspondentes aos dois valores de Z₀.

5.3.3.2. Resultados Obtidos

Na Figura 5.23 estão representadas a curva de atrito experimental obtida por Zhang et al. (1983) [57] e a curva de atrito obtida pelo modelo Campos (2004), para um $Z_0=0.59$ ($G=4850$). Na Figura 5.24 estão representadas a mesma curva de atrito experimental de Zhang et al. (1983), e a curva de atrito obtida pelo modelo de Campos (2004), para um $Z_0=0.6267$ ($G=5152$).

Como pode ser observado pelas duas figuras referidas, a influência do parâmetro Z_0 sobre os valores dos coeficientes de atrito e sobre as curvas de tracção é bastante significativa. Poderá concluir-se que o valor mais correcto para o parâmetro Z_0 é, muito provavelmente, de 0.59.

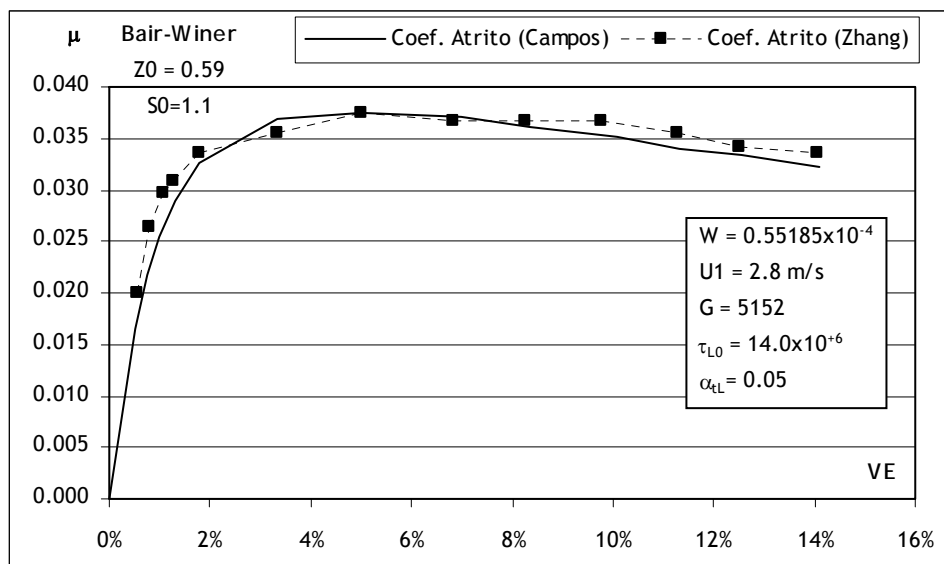


Figura 5.23- Comparação das curvas de atrito entre o modelo Campos (2004) e os resultados experimentais publicados por Zhang et al. (1983): B&W ($W=5.5185 \times 10^{-5}$, $U_1=2.8$ m/s, $G=4850$, $\tau_L=13.8 \times 10^{-6}$ N/m², $\alpha_{\tau_L}=0.05$).

A utilização de um valor de $Z_0 = 0.6267$, Figura 5.24, mostra que as maiores diferenças entre os coeficientes de atrito experimentais e numéricos ocorrem para as taxas de escorregamento mais baixas, onde o efeito térmico é ainda ténue. As referidas diferenças tendem a diminuir com o aumento de VE, uma vez que do efeito térmico tende a aumentar, forçando a diminuição dos coeficientes de atrito.

Um aspecto que ressalta da comparação entre a Figura 5.23 e a Figura 5.24 é o efeito térmico ser mais acentuado para situação de Z_0 mais elevado. Nestas condições, se por um lado os valores de viscosidade são mais elevados, por outro ocorre também uma maior dissipação térmica. Assim, para as taxas de escorregamento mais elevadas, o efeito térmico torna-se mais preponderante, obrigando à queda mais acentuada dos coeficientes de atrito.

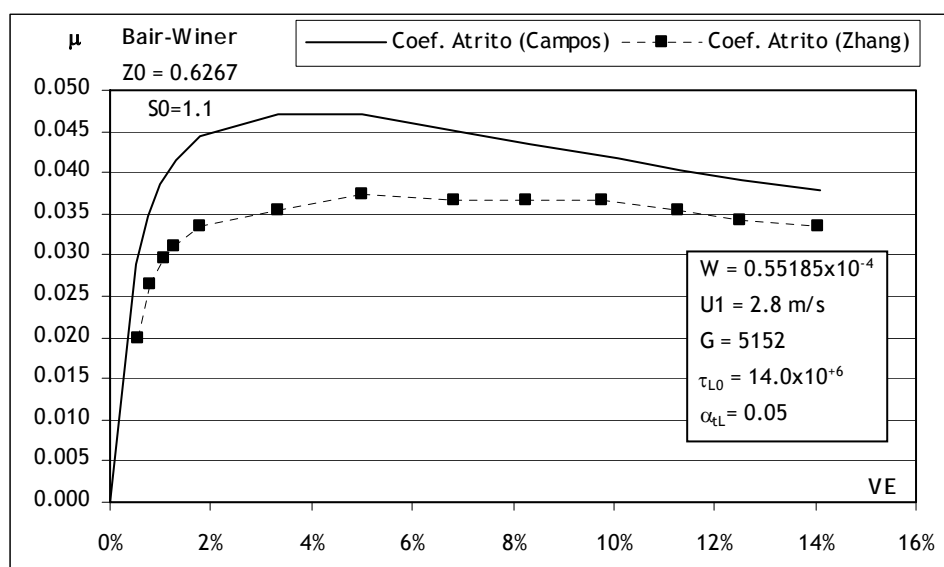


Figura 5.24- Comparação das curvas de atrito entre o modelo Campos (2004) e os resultados experimentais publicados por Zhang et al. (1983): B&W ($W=5.5185 \times 10^{-5}$, $U_1=2.8 \text{ m/s}$, $G=5152$, $\tau_L=13.8 \times 10^6 \text{ N/m}^2$, $\alpha_{\tau_L}=0.05$).

5.3.3.3. Conclusões

Como foi possível verificar, o modelo desenvolvido neste trabalho permitiu a simulação / obtenção da curva de tracção experimental para as condições de funcionamento propostas por Zhang et al. (1983) [57].

Foi também possível constatar a forte influência que o parâmetro Z_0 impõe, quer qualitativa quer quantitativamente, sobre a curva de tracção

5.4. CONCLUSÕES

Como foi constatado, ao longo das comparações com os diferentes modelos analisados, o modelo numérico implementado neste trabalho permite a simulação de contactos elastohidrodinâmicos com a consideração dos efeitos térmicos admitindo diferentes comportamentos reológicos do lubrificante.

Admitindo um comportamento Newtoniano do lubrificante, da comparação entre os modelos numéricos analisados, resultam as principais conclusões:

- Ao nível das temperaturas, os modelos apresentam as mesmas tendências, com diferenças pouco significativas nas condições de funcionamento extremas; ao nível da geometria do filme lubrificante, verifica-se que o modelo desenvolvido manifesta uma diminuição mais acentuada da espessura mínima com o aumento da taxa de escorregamento.
- O efeito térmico não pode ser desprezado, resultando numa influência significativa na espessura mínima do filme lubrificante.
- O aumento da taxa de escorregamento, impondo o aumento da temperatura do lubrificante, reduz a espessura mínima e impõe a diminuição do coeficiente de atrito.

Considerando um comportamento não Newtoniano do lubrificante, da comparação entre os modelos numéricos analisados, resultam as principais conclusões:

- Apesar de algumas diferenças nos aumentos de temperatura do lubrificante e das superfícies, entre os modelos numéricos, serem pouco significativas, podem, no entanto, justificar algumas das diferenças encontradas ao nível do coeficiente de atrito.
- A taxa de escorregamento, da mesma forma que para os modelos Newtonianos, promove a diminuição da espessura mínima do filme lubrificante.

- Uma acentuada influência do modelo não Newtoniano sobre a curva de atrito, em especial entre o modelo de Ree-Eyring e o modelo de Bair e Winer. No entanto, o modelo reológico não interfere nas temperaturas na zona do convergente.

Capítulo 6

Aplicações:
Ensaio em Máquina de Discos dos
Lubrificantes SAE 80W-90 GL-5,
Santotrac 30 e MIL-L-23699

6.1. INTRODUÇÃO

Este capítulo é dedicado à aplicação do modelo numérico de lubrificação termo elastohidrodinâmica implementado, sendo os resultados comparados com resultados experimentais obtidos em máquinas de discos.

As máquinas de discos são muito utilizadas, quer na simulação de contactos elastohidrodinâmicos, existentes entre os dentes de uma engrenagem e entre os corpos rolantes e a pista de um rolamento, quer na determinação das curvas de tracção de um lubrificante e consequente obtenção dos parâmetros reológicos para a caracterização do seu comportamento em contactos elastohidrodinâmicos.

Para determinar as curvas de tracção de um lubrificante é necessário impor velocidades de rolamento / escorregamento e cargas semelhantes às encontradas nas aplicações práticas. Nestes tipos de contactos, o lubrificante é arrastado para o interior do contacto a partir das velocidades das superfícies dos discos gerando um filme entre as superfícies de uma determinada dimensão. A velocidade de escorregamento que ocorre

entre as superfícies induz tensões de corte no filme lubrificante, desenvolvendo uma determinada força tangencial que pode ser medida, permitindo traçar as designadas curvas de tracção do lubrificante, muito importantes para a sua caracterização reológica. Tais curvas dependem das condições de funcionamento impostas aos discos em contacto.

Na Figura 6.1 mostra-se o princípio de funcionamento das máquinas de discos. Assim, dois discos, com a macro e micro geometrias perfeitamente conhecidas, são colocados em contacto pela imposição de uma força normal e animados com velocidades de rotação independentes, simulando as condições reais desejadas. Este contacto é ainda lubrificado com o fluido pretendido mantido a uma temperatura perfeitamente controlada.

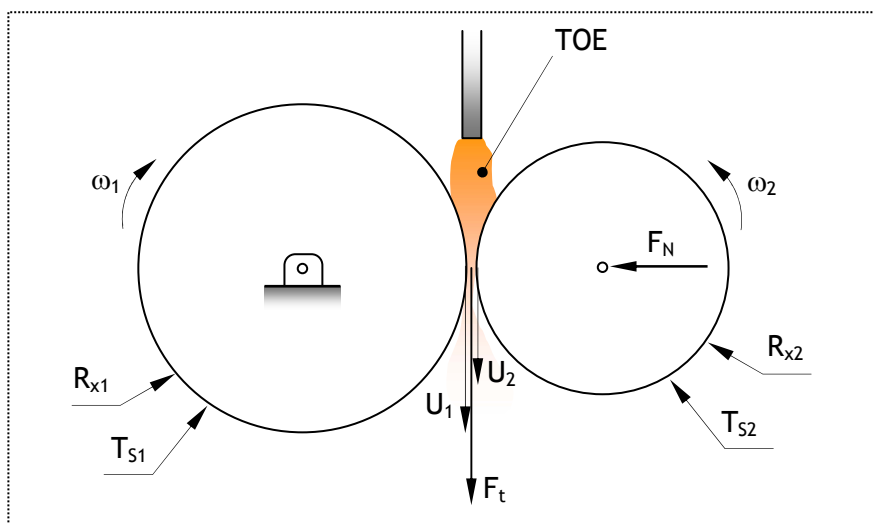


Figura 6.1- Princípio de funcionamento das máquinas de discos.

Em primeiro lugar é analisado um lubrificante para engrenagens, com a especificação SAE 80W-90 GL-5 utilizado por Wu e Cheng [90]. As condições de funcionamento são: uma gama alargada de solicitações (P_0 de 1.0GPa, 1.5GPa e 2.0GPa), uma velocidade de rolamento (1.85m/s), taxas de escorregamento (VE) até, aproximadamente, 13%, e três temperaturas de alimentação do lubrificante.

Em seguida, é considerado um fluido de tracção, utilizado por Gupta et al. [40]. Neste caso, as condições de funcionamento são: duas solicitações (P_0 de 0.570GPa e 0.913GPa), duas velocidades de rolamento (21.17m/s e 45.53m/s), taxas de escorregamento (VE) até, aproximadamente, 10%, e duas temperaturas de alimentação do lubrificante.

Por último, é analisado o lubrificante MIL-L-23699, utilizado em aplicações aeronáuticas, cujos resultados estão largamente difundidos [8], [9], [28], [29], [77] e [84]. As gamas de condições de funcionamento impostas são muito alargadas a todos os níveis: três solicitações (P_0 de 1.0GPa, 1.5GPa e 2.0 GPa), três velocidades de rolamento U_M (10m/s, 20m/s e 30m/s), taxas de escorregamento (VE) até 10%, e três temperaturas de alimentação do fluido lubrificante.

Na Tabela 6.1 são apresentadas as principais características de viscosidade dos três lubrificantes considerados. Estes três lubrificantes foram seleccionados devido à grande diversidade de propriedades físicas e reológicas que apresentam, para além de serem usados em aplicações correntes totalmente distintas.

	SAE 80W-90 GL-5	Santotrac 30	MIL-L-23699
Tipo de Lubrificante	Mineral	Sintético	Sintético
η (T = 40°C) [Pa.s]	0.1555	0.01190	0.02560
η (T = 100°C) [Pa.s]	0.01585	0.00241	0.00500
Aplicação	Lubrificação de engrenagens	Embraiagens	Lubrificação em turbinas aviões

Tabela 6.1- As principais características dos três lubrificantes.

O modelo de lubrificação termo elastohidrodinâmica desenvolvido neste trabalho permite a simulação de contactos lineares. Assim, como forma de contornar esta limitação e tendo em conta que são as curvas de tracção que nos informam quanto ao resultado da solicitação imposta ao fluido lubrificante, a simulação numérica do contacto elíptico (quando necessário) é concretizada pela consideração da mesma pressão máxima Hertziana (P_0 ou P_H) imposta pelo contacto elíptico, admitindo a mesma geometria no plano Oxz.

6.2. LUBRIFICANTE DE ENGRENAGENS - SAE 80W-90 GL-5

Wu e Cheng [90] apresentaram curvas de tracção experimentais obtidas numa máquina de discos correspondentes a um lubrificante com a especificação SAE 80W-90 GL-5.

- Os discos

As características elásticas e térmicas dos discos usados são apresentadas na Tabela 6.2 e a sua geometria está patente na Figura 6.2.

Parâmetro	Valor	Unidades
$E_1 = E_2$	210×10^9	[Pa]
$\nu_1 = \nu_2$	0.3	[---]
$C_{pS1} = C_{pS2}$	460	[J/(kg.°K)]
$k_{s1} = k_{s2}$	46	[W/(m.°K)]
$\rho_{S1} = \rho_{S2}$	7800	[kg/m ³]

Tabela 6.2- Características elásticas e térmicas dos discos usados para determinação das curvas de tracção experimentais de um lubrificante para engrenagens com a especificação SAE 80W-90 GL-5 [90].

Parâmetro	Valor	Unidades
R_{x1}	6.35	[mm]
R_{x2}	38.1	[mm]
R_{y1}	∞	[mm]
R_{y2}	76.2	[mm]
L_1	----	[mm]
L_2	6.35	[mm]

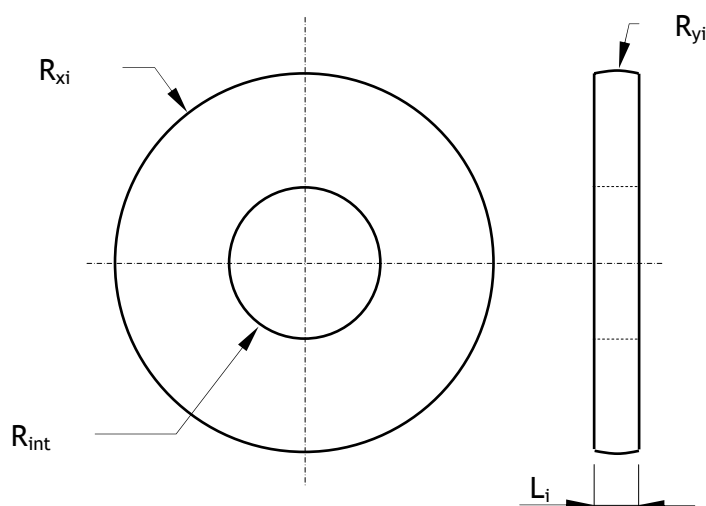


Figura 6.2- Geometria dos discos usados para ensaia o lubrificante SAE 80W-90 GL-5 [90].

▪ O lubrificante

Para descrever a variação da viscosidade com a temperatura e a pressão Wu e Cheng [90] assumiram uma variação exponencial do tipo (ver Anexo 1):

$$\eta = \eta_p \times \exp\left(\frac{\beta_0}{T + \beta_1} - \frac{\beta_0}{T_0 + \beta_1}\right) \quad (6.1)$$

com

$$\eta_p = \eta_0 \times \exp(\alpha_\eta \times p) \quad (6.2)$$

Os parâmetros envolvidos nas equações (6.1) e (6.2) foram obtidos a partir da correlação de resultados experimentais medidos num viscosímetro estático [90]. Os seus valores são apresentados na Tabela 6.3.

η_0 [Pa.s]	α [Pa ⁻¹]	β_0 [°K]	β_1 [°K]	T_0 [°K]
0.2238	1.15x10 ⁻⁸	1040	-175	303

Tabela 6.3- Parâmetros usados na definição da variação da viscosidade com a pressão e a temperatura do lubrificante SAE 80W-90 GL-5 [90].

Outras características do lubrificante, necessárias à aplicação do modelo numérico, podem ser consultadas na Tabela 6.4.

Parâmetro	Valor	Unidades
c_{pF}	2000	[J/(kg.°K)]
k_F	0.14	[W/(m.°K)]
ρ_F	850	[kg/m ³]

Tabela 6.4- Outras características do lubrificante SAE 80W-90 GL-5 [90].

Wu e Cheng [90] admitiram que o lubrificante teria um comportamento viscoelástico plástico. Assim, considerando leis exponenciais para a variação dos parâmetros reológicos com a pressão e a temperatura, é possível determinar os termos necessários para as equações do módulo de corte transversal (G_F) e da tensão de corte limite (τ_L), a partir do modelo desenvolvido por Sottomayor [77]. As leis exponenciais e os parâmetros obtidos são apresentados na Tabela 6.5 e na Tabela 6.6.

$$G_F = G_0 \times \exp \left[\alpha_G \times p + \beta_G \times \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right]$$

G_0	α_G	β_G	T_0
[Pa]	[Pa ⁻¹]	[°K]	[°K]
$0.65237 \times 10^{+06}$	2.0849×10^{-09}	$4.8148 \times 10^{+03}$	323

Tabela 6.5- Parâmetros necessários para a definição da variação do módulo de corte transversal com a pressão e a temperatura (com $T_0 = 50^\circ\text{C} = 323^\circ\text{K}$) para o lubrificante SAE 80W-90 GL-5.

$$\tau_L = \tau_{L0} \times \exp \left[\alpha_{\tau_L} \times p + \beta_{\tau_L} \times \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right]$$

τ_{L0}	α_{τ_L}	β_{τ_L}	T_0
[Pa]	[Pa ⁻¹]	[°K]	[°K]
$18.387 \times 10^{+06}$	1.0868×10^{-09}	$0.44985 \times 10^{+03}$	323

Tabela 6.6- Parâmetros necessários para a definição da variação da tensão de corte limite com a pressão e a temperatura (com $T_0 = 50^\circ\text{C} = 323^\circ\text{K}$) para o lubrificante SAE 80W-90 GL-5.

▪ Condições de funcionamento

Na Tabela 6.7 estão indicadas as gamas de variação das condições cinemáticas, pressão Hertziana e temperaturas de alimentação do lubrificante que foram aplicadas no contacto entre os dois discos.

Temperatura do lubrificante (T_0) [°C - °K]	Pressão Máxima de Hertz (P_H) [GPa]	Taxa de Escorregamento (VE) [%]	Velocidade média (U_M) [m/s]
30 - 303	1.0	≈ 0	1.85
50 - 323	1.5	a	
75 - 348	2.0	≈ 14	

Tabela 6.7- Condições de funcionamento usadas na obtenção das curvas de tracção do lubrificante SAE 80W-90 GL-5 [90].

6.2.1. Resultados experimentais vs. numéricos: as curvas de tracção - SAE 80W-90 -GL5

Como pode ser observado na Figura 6.3, foram definidas 9 curvas de tracção, com 8 pontos cada uma, correspondendo a um total de 72 casos analisados. Na Tabela 6.8 estão indicadas diferentes informações relativas ao processo numérico usado na obtenção das referidas curvas.

Parâmetro	Valor	Unidades
Nº de células em "a"	45	[----]
Nº total de células	203	[----]
Tempo gasto (PC - PIII-450 MHz)	225	[min]

Tabela 6.8- Informações relativas à aplicação do modelo numérico na obtenção das curvas de tracção do lubrificante SAE 80W-90 GL-5.

Na Figura 6.3 são apresentadas as curvas de tracção experimentais (pontos) e numéricas (linhas) para as temperaturas de alimentação do lubrificante e para as cargas consideradas. Confrontando os pontos experimentais com os resultados numéricos há que referir:

- As curvas numéricas às pressões (P_0) de 1.0 e 2.0 GPa, encontram-se em consonância com as correspondentes curvas experimentais.
- As curvas numéricas à pressão P_0 igual a 1.5 GPa apresentam as maiores diferenças em relação às correspondentes curvas experimentais. Verifica-se também que essa diferença é atenuada com o aumento da temperatura de alimentação do lubrificante.

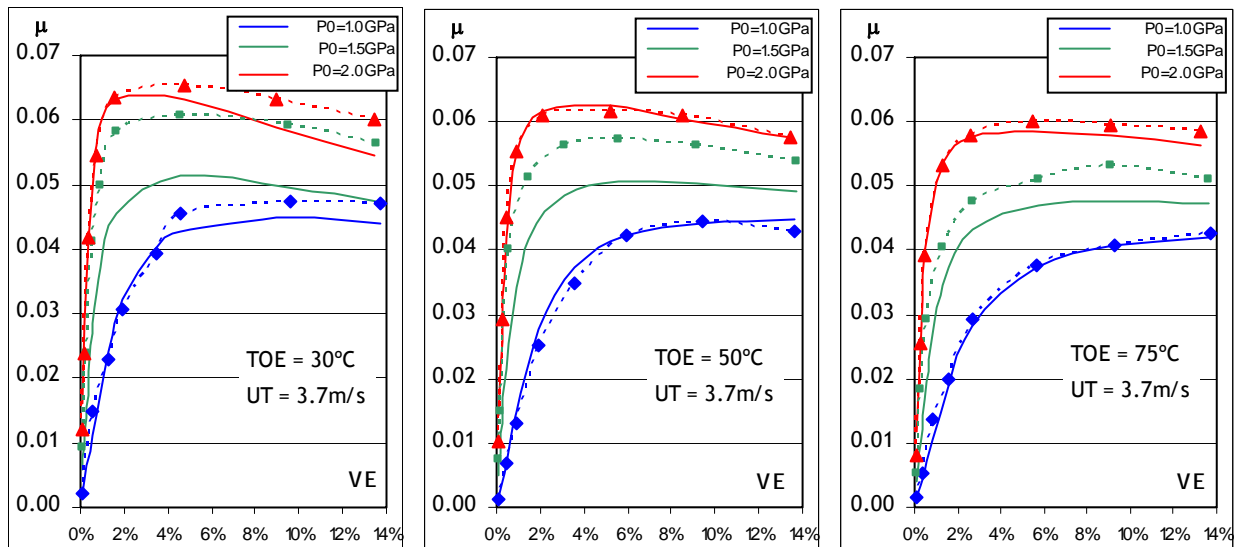


Figura 6.3- Curvas de tracção experimentais (pontos) vs. numéricas (linhas) para o lubrificante SAE 80W-90 GL-5.

Na Figura 6.4 analisa-se a correlação existente entre os resultados numéricos e os experimentais. Para o lubrificante SAE 80W-90 GL-50 foi obtida uma correlação de 97.45%. Como se pode constatar existe uma consonância razoável entre os resultados numéricos e os resultados experimentais.

Importa apontar alguns aspectos que sustentam as diferenças encontradas entre as curvas de tracção numéricas e experimentais:

- Os parâmetros reológicos usados correspondem a uma geometria e espessura do filme lubrificante constantes [77], o que não acontece no modelo proposto neste trabalho.
- A temperatura do lubrificante na entrada da zona de alta pressão, como se poderá verificar a seguir, nem sempre corresponde à temperatura de alimentação do contacto (TOE).
- As maiores discrepâncias entre os resultados numéricos e experimentais ocorrem para as pequenas taxas de escorregamento, onde os valores experimentais são menos fiáveis, porque são mais difíceis de medir.
- Em 76% dos casos a discrepância entre os valores experimentais e numéricos é inferior a 20%.

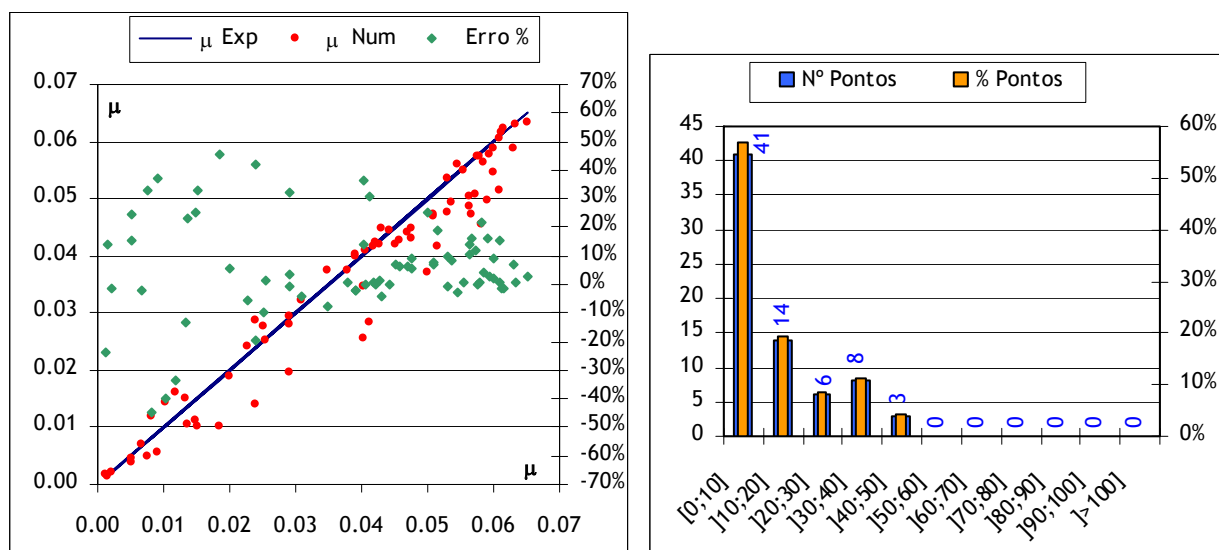


Figura 6.4- Análise da correlação entre os resultados experimentais e numéricos para o lubrificante SAE 80W-90 GL-5.

Admitindo que os parâmetros reológicos usados são os mais adequados para descrever o comportamento do lubrificante mediante as condições de funcionamento que são impostas, pode agora analisar-se o que se passa ao nível das temperaturas das superfícies e do lubrificante, ao nível da geometria do filme lubrificante e ao nível das solicitações normais e tangenciais exercidas no lubrificante.

6.2.2. Resultados numéricos: temperaturas do lubrificante e das superfícies - SAE 80W-90 GL-5

A partir das variações de temperatura das superfícies e do lubrificante ao longo do contacto podem ser extraídos os seus valores máximos, construindo os gráficos apresentados na Figura 6.5 (para TOE = 50°C). Algumas observações se destacam:

- Uma solicitação mais severa do filme lubrificante (maior P_0 e/ou maior VE) corresponde a aumentos máximos da temperatura do fluido e das superfícies mais elevados.
- Às solicitações mais severas também correspondem as maiores diferenças de temperatura entre as superfícies e o lubrificante.
- A superfície 1 (ATF1), correspondendo à superfície mais lenta, apresenta sempre aumentos de temperatura superiores aos da superfície 2 (ATF2), sendo tal diferença tanto maior quanto maior é a severidade do contacto.

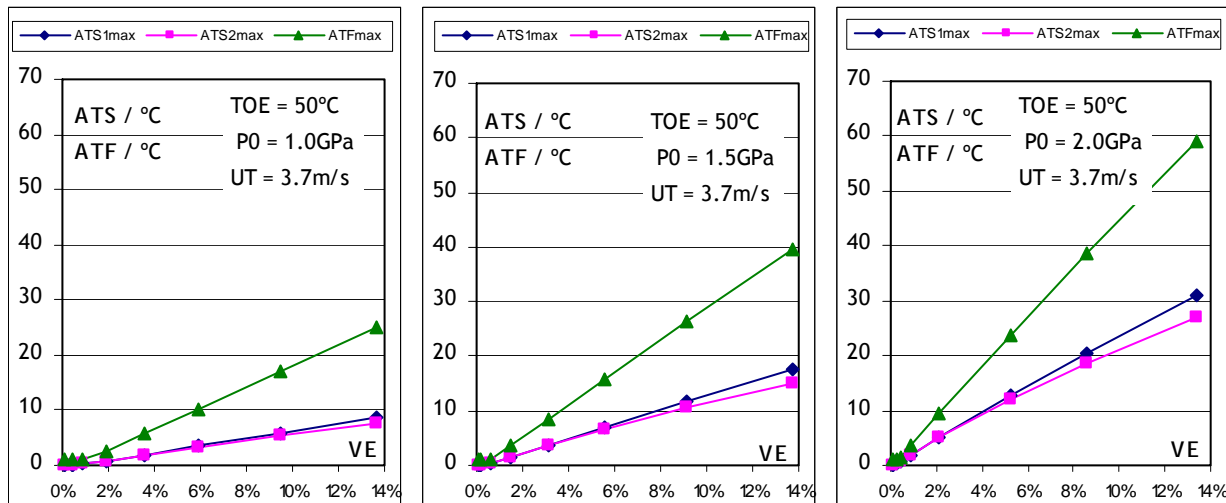


Figura 6.5- Aumentos máximos de temperatura das superfícies para o lubrificante SAE 80W-90 GL-5.

Restringindo a análise da temperatura ao lubrificante e especificando a zona (zona do convergente “Conv” e zona Hertziana “ZAP”) da qual são retirados os valores dos aumentos máximos, obtêm-se os gráficos da Figura 6.6. Podem ser referidos alguns aspectos importantes:

- No convergente, e para cada uma das temperaturas de alimentação (TOE), os aumentos máximos de temperatura são praticamente independentes da variação da carga (P_0). Sendo a ZAP a zona que suporta a quase totalidade da carga aplicada ao contacto, o lubrificante, no convergente, é pouco solicitado pelo que sofre pequenos aumentos de temperatura. O que afecta os aumentos de temperatura no convergente é a componente cinemática, nomeadamente, a velocidade de rolamento e a taxa de escorregamento.
- Contrariamente ao que acontece no convergente, na ZAP e para cada TOE, os aumentos máximos de temperatura são fortemente dependentes da variação da carga (P_0). Nesta zona as solicitações sobre o lubrificante que impõem a dissipação térmica, são a combinação da carga aplicada ao contacto e da taxa de escorregamento.
- Nas duas zonas, os aumentos máximos de temperatura são cada vez menores e a sua variação com o aumento de VE é cada vez mais atenuada à medida que aumenta a temperatura de alimentação do lubrificante (TOE). Isto é justificado pelo facto de a temperatura de equilíbrio, para as condições de funcionamento impostas ao contacto, não aumentar com o aumento da TOE e daí os menores aumentos de temperatura necessários para atingir essa mesma temperatura de equilíbrio.

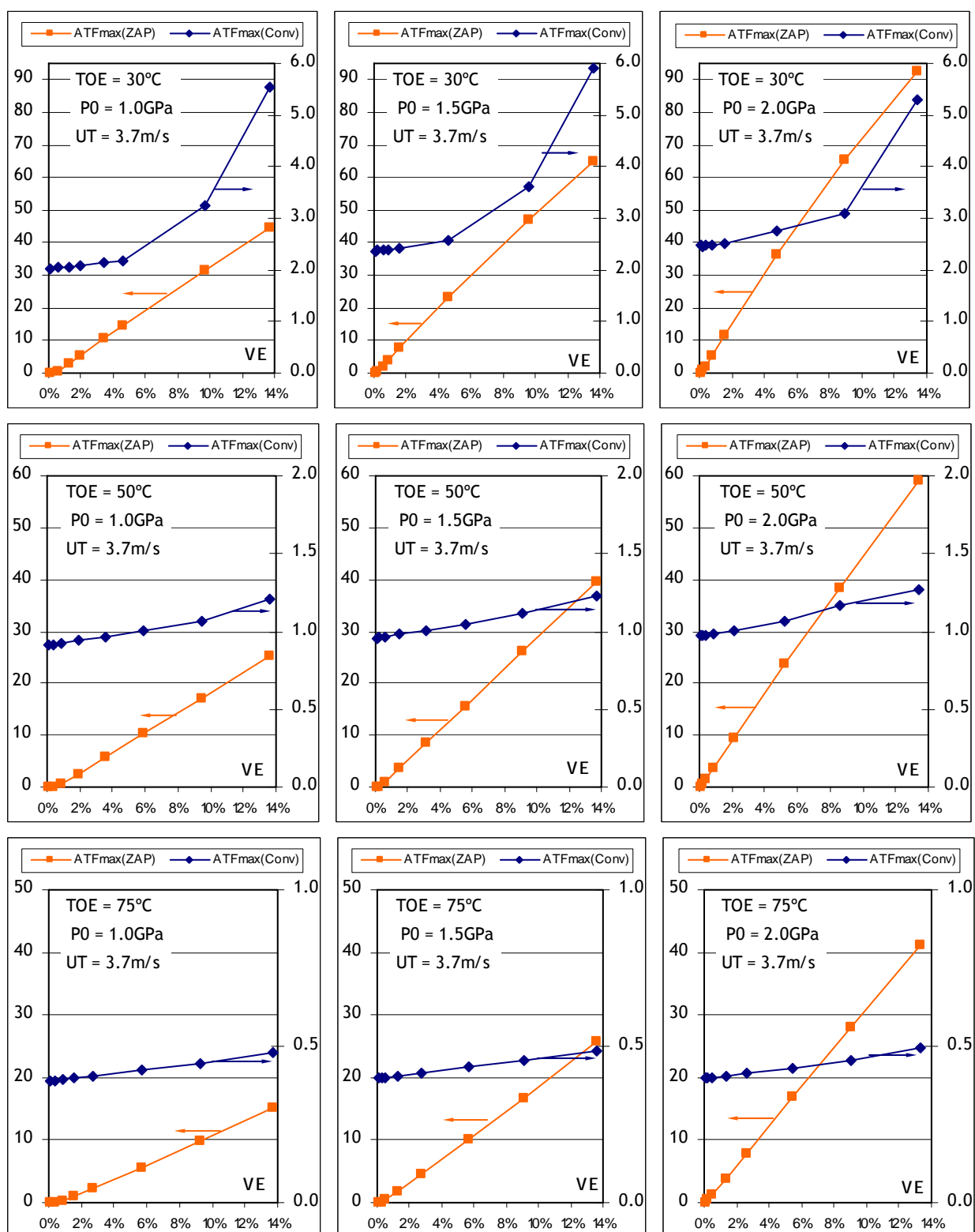


Figura 6.6- Aumentos máximos de temperatura do lubrificante nas zonas de baixa pressão ou convergente (Conv) e de alta pressão ou zona Hertziana (ZAP) - SAE 80W-90 GL-5.

Uma outra informação importante, no estudo das variações de temperatura, é o aumento de temperatura que o lubrificante sofre na transição entre o convergente e a zona de alta pressão (Conv \rightarrow ZAP). A abscissa utilizada como referência, para definir essa transição, é dada pela semi-largura de Hertz ($x = -a$). Como pode ser observado pela Figura 6.7, os aumentos de temperatura nesse ponto são fortemente influenciados pela temperatura de alimentação do lubrificante. Assim, quanto mais baixa é a temperatura de alimentação maiores são os aumentos de temperatura suportados pelo lubrificante na entrada da ZAP. Os referidos aumentos são mais acentuados quanto mais elevada for a carga aplicada.

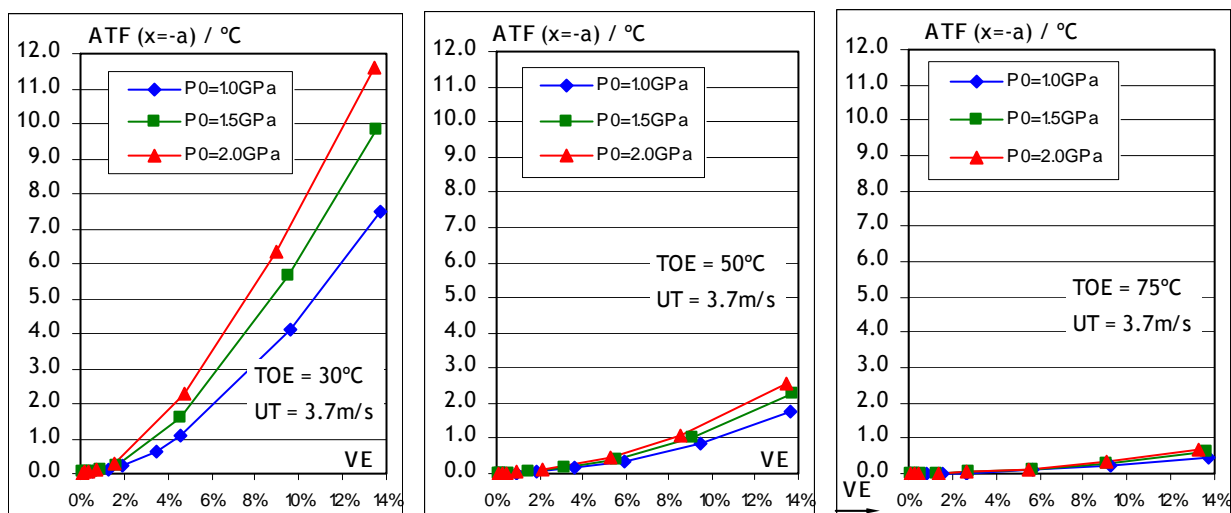


Figura 6.7- Aumentos de temperatura do lubrificante na abscissa $x = -a$ - SAE 80W-90 GL-5.

6.2.3. Resultados numéricos: a geometria do filme lubrificante - SAE 80W-90 GL-5

Nas três figuras seguintes, Figura 6.8, Figura 6.9 e Figura 6.10, são apresentadas as variações da geometria do filme lubrificante com o aumento da taxa de escorregamento, para cada carga e cada temperatura de alimentação consideradas, e ainda os respectivos aumentos de temperatura do lubrificante ao longo do contacto. As setas representadas nos gráficos indicam o sentido do aumento da taxa de escorregamento, VE.

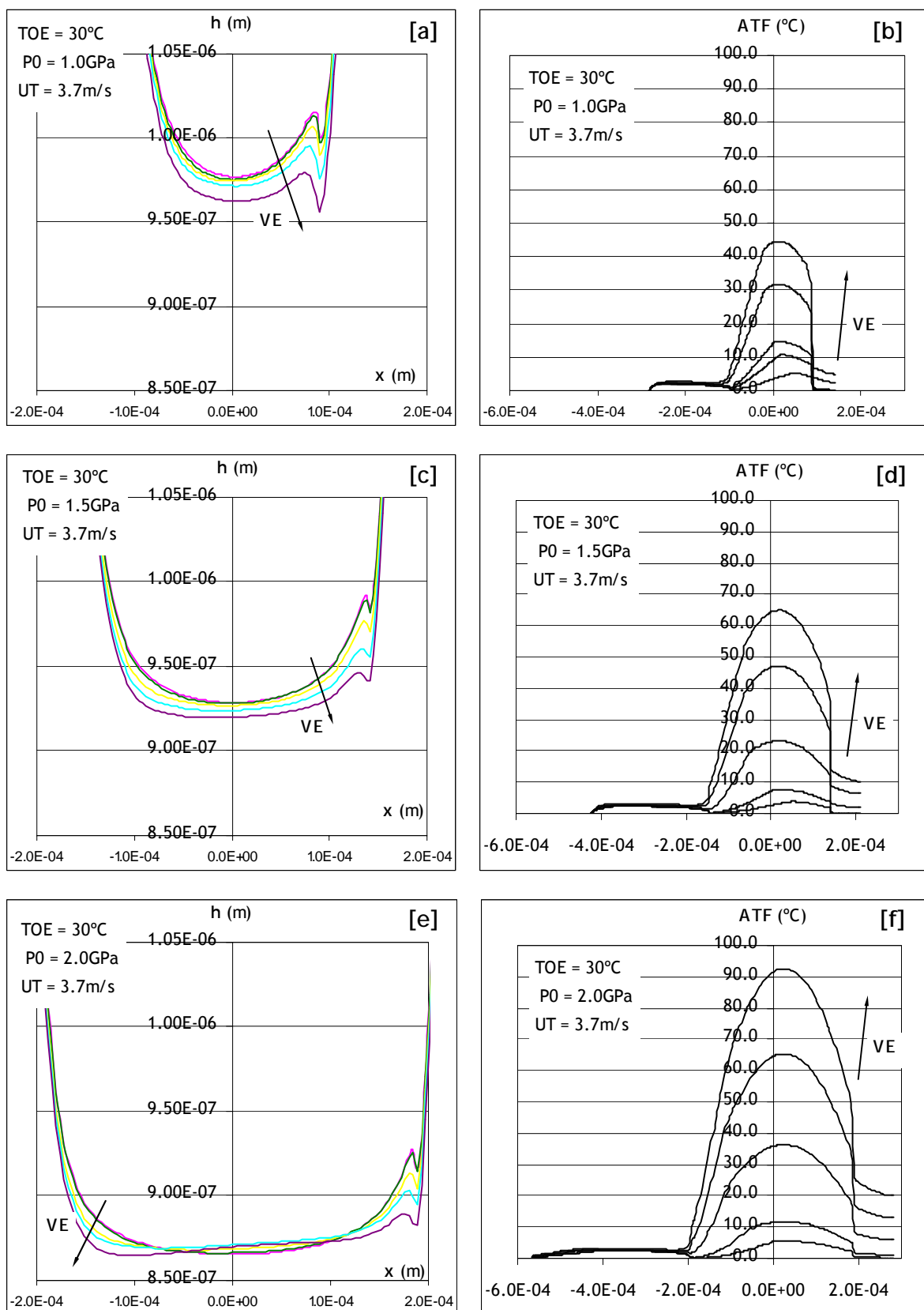


Figura 6.8- Geometrias do filme e aumentos de temperatura do lubrificante para T_0 ou TOE de 30°C - SAE 80W-90 GL-5.

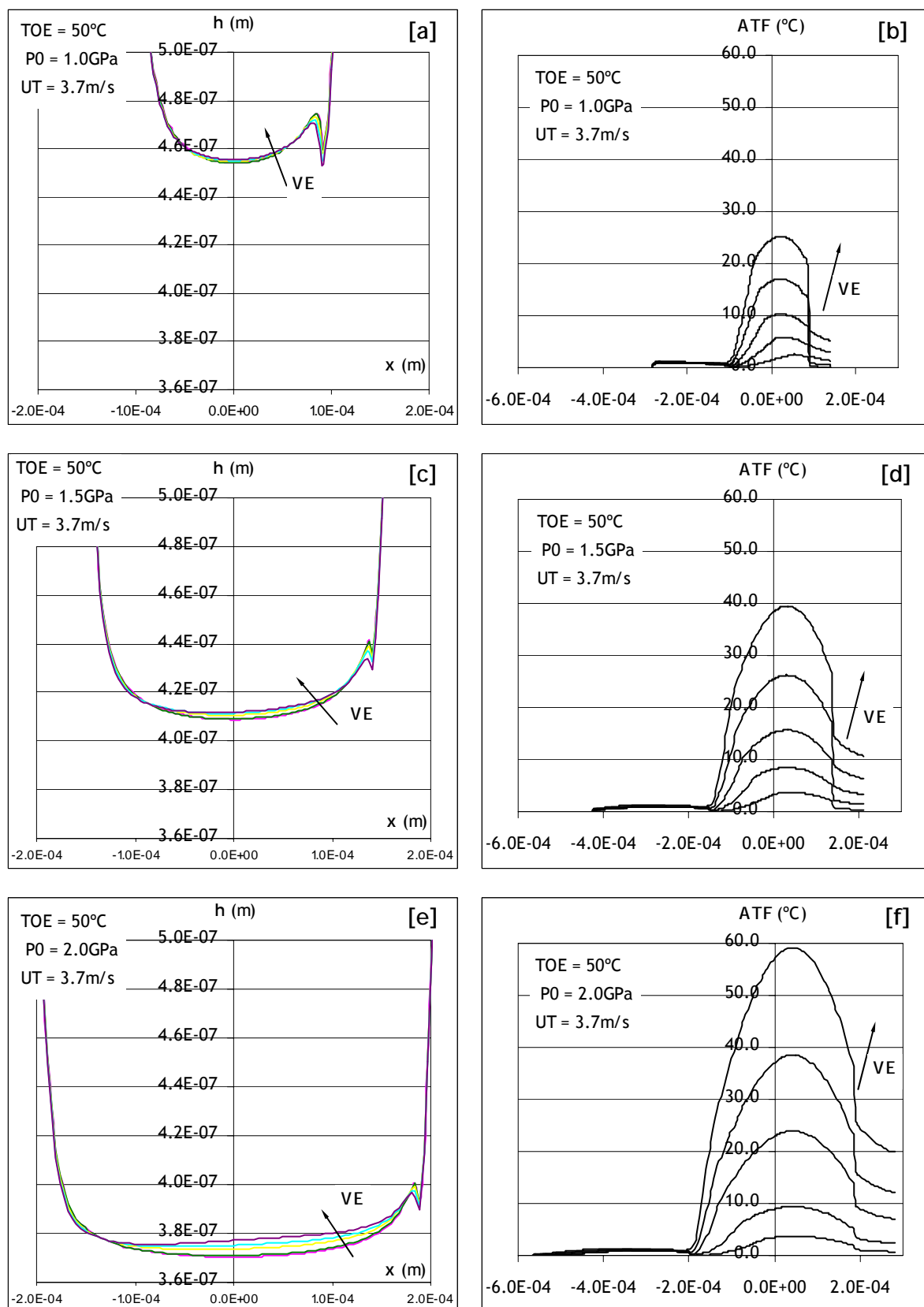


Figura 6.9- Geometrias do filme e aumentos de temperatura do lubrificante para T_0 ou TOE de $50^\circ C$ - SAE 80W-90 GL-5.

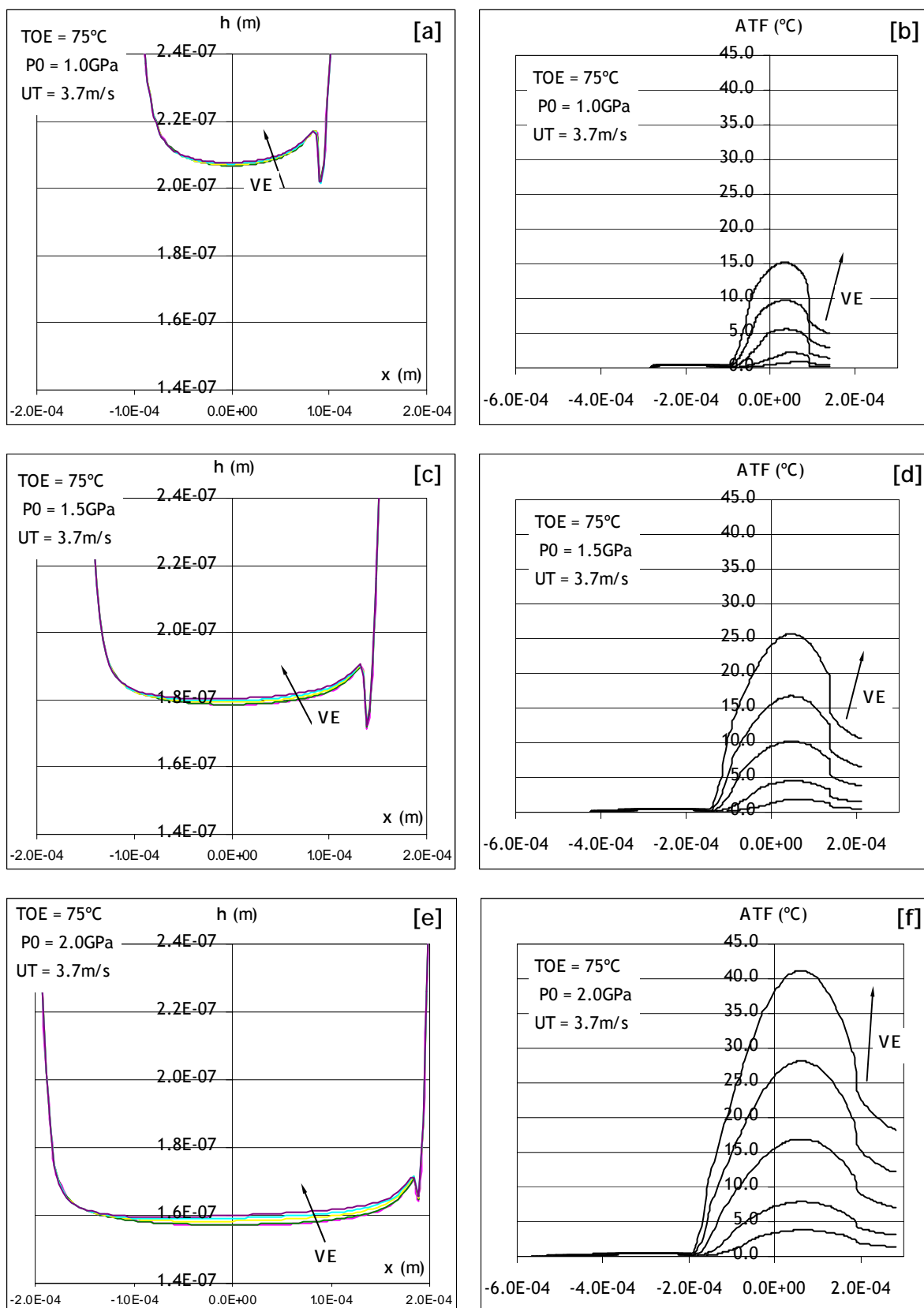


Figura 6.10- Geometrias do filme e aumentos de temperatura do lubrificante para T_0 ou TOE de $75^\circ C$ - SAE 80W-90 GL-5.

Os aspectos globais a salientar quanto à geometria do filme lubrificante são:

- Para cada temperatura de entrada, o aumento da carga impõe a diminuição global da espessura do filme lubrificante acompanhada do aumento da largura da ZAP.
- A variação de VE é cada vez menos influente na geometria do filme lubrificante com o aumento da TOE.

Quanto aos aspectos locais, podem ser realçados os seguintes:

- Para TOE = 30°C, na entrada da ZAP, o aumento de VE impõe uma diminuição da espessura, com principal incidência para os dois valores de VE mais elevados. Este facto prende-se com os aumentos de temperatura na entrada da ZAP (ver Figura 6.7) impondo a diminuição da viscosidade, que irá repercutir-se na formação da espessura do filme lubrificante. De referir, ainda, que este facto já não se verifica para os valores de TOE de 50°C e 75°C (ver Figura 6.7);
- No centro da ZAP (abscissa $x = 0$) ou um pouco mais à direita, no sentido da saída da ZAP, dependendo da posição do aumento máximo de temperatura do lubrificante, verifica-se o fenómeno contrário ao referido anteriormente, revelando um ligeiro aumento da espessura do filme. Isto ocorre para as situações de cargas mais elevadas que impõem aumentos mais significativos de temperatura, provocando uma diminuição de massa específica do lubrificante que, para manter o caudal mássico, conferem um ligeiro aumento de espessura (aspecto já referido no parágrafo 4.3.1).
- Na saída da ZAP, onde ocorre a restrição na geometria do filme lubrificante, também designada por abscissa de espessura mínima, esta deixa de ter significado quanto mais elevada é a carga a transmitir e menor a TOE. A influência do aumento de VE torna-se imperceptível quanto mais elevada é a TOE.

Da Figura 6.8 à Figura 6.10, onde são também apresentadas as variações dos aumentos de temperatura do lubrificante ao longo do contacto, é possível apontar as influências das condições de funcionamento sobre estes aumentos de temperatura, algumas das quais já referidas anteriormente, nomeadamente ao nível dos valores dos aumentos máximos de temperatura. A referir:

- A influência tão distinta que o aumento da carga promove nas zonas do convergente e alta pressão. Enquanto no convergente o aumento da carga não impõe variações de temperatura dignas de registo, na zona de alta pressão o aumento da carga é uma das principais causas do aumento de temperatura no lubrificante.
- A influência do aumento da taxa da escorregamento, também distinta nas zonas do convergente e na ZAP, impõe variações dos aumentos de temperatura do lubrificante com algum significado para a zona do convergente, podendo atingir aproximadamente os 4°C. Estas variações não se comparam com as registadas para a ZAP, onde as variações dos aumentos de temperatura podem atingir no máximo os 92°C.
- A influência do aumento da temperatura de alimentação do lubrificante, TOE, destaca-se pelos menores aumentos de temperatura do lubrificante quer na zona do convergente quer na zona de alta pressão.

Na Figura 6.11 são apresentados os valores de ϕ_T correspondentes aos 72 casos analisados.

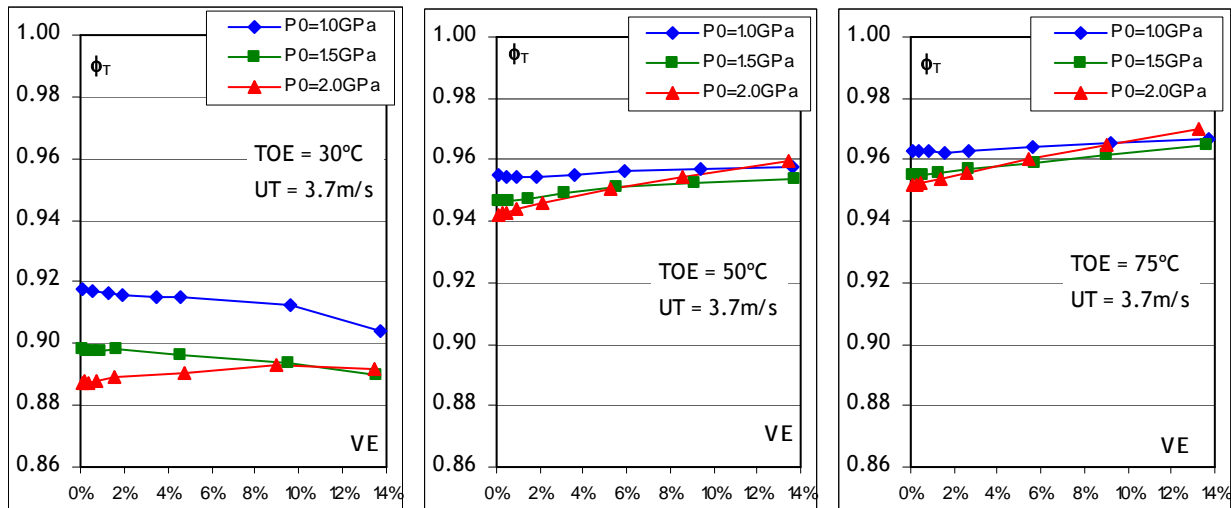


Figura 6.11- Factor de correcção térmica $\phi_T = \frac{h_{0T}}{h_{0Isot}}$ para o lubrificante SAE 80W-90 GL-5.

Pela análise da Figura 6.11 é possível constatar o seguinte:

- O aumento da TOE impõe menores correcções térmicas ou menores efeitos térmicos sobre a espessura do filme lubrificante no centro do contacto.
- Com excepção dos casos correspondentes às pressões Hertzianas de 1.0GPa e 1.5GPa à TOE de 30°C, o aumento da taxa de escorregamento impõe aumentos de ϕ_T que são tanto mais significativos quanto maior é a pressão Hertziana aplicada.
- A influência da carga, ou pressão Hertziana, é mais realçada para a menor TOE.

6.2.4. Resultados numéricos: distribuições de pressão e tensões de corte no lubrificante - SAE 80W-90 GL-5

Na Figura 6.12 são apresentadas as distribuições de pressão e tensões de corte a que o lubrificante SAE 80W-90 GL-5 fica submetido quando consideradas as temperaturas de entrada TOE = 30°C e 75°C, as pressões máximas de Hertz $P_0 = 1.0\text{GPa}$, 1.5GPa e 2.0GPa , e a taxas de escorregamento sucessivamente crescentes.

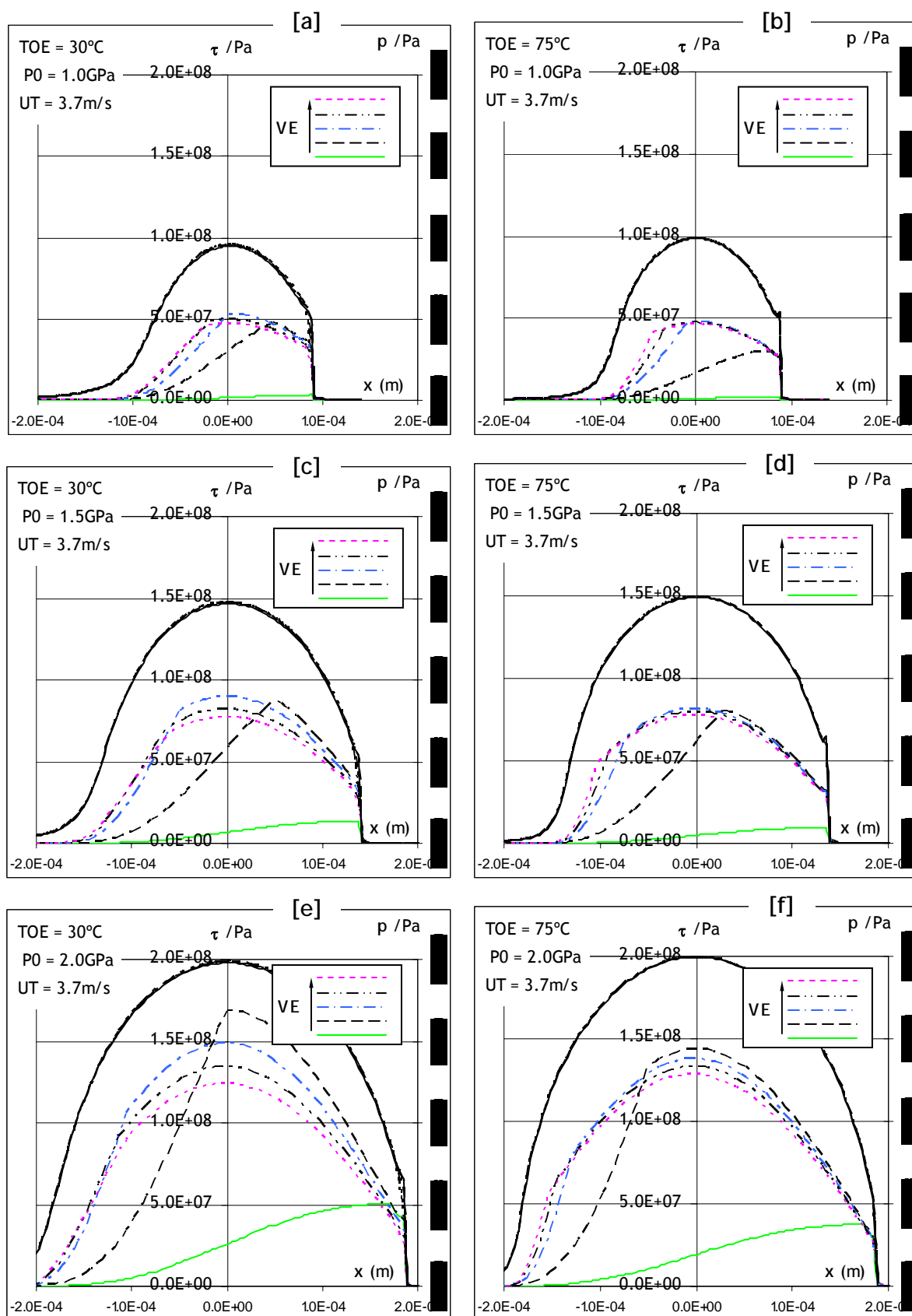


Figura 6.12- Distribuições de pressão e tensões de corte no lubrificante para TOE = 30°C e TOE = 75°C - SAE 80W-90 GL-5.

Das distribuições de pressão apresentadas destacam-se apenas ligeiras alterações locais com a variação das condições de funcionamento, exceptuando o efeito do aumento da pressão máxima de Hertz envolvida. Estando o aumento da pressão máxima de Hertz ligada directamente ao aumento da força normal suportada pelo contacto, verifica-se o efeito apresentado pelas figuras, com o aumento da área da zona de alta pressão.

O efeito da taxa de escorregamento é pouco perceptível, pelo facto das curvas de distribuição de pressão se encontrarem praticamente sobrepostas. De referir, no entanto, a alteração ou o “amaciamento” do pico de pressão à saída do contacto com o aumento da taxa de escorregamento.

Na zona de transição convergente / ZAP, pode manifestar-se o efeito da temperatura do lubrificante à entrada do contacto. Assim, quanto mais baixa é a TOE mais cedo é iniciado o aumento da pressão do lubrificante. Isto é resultante dos maiores valores de viscosidade do lubrificante quanto mais baixa é a sua temperatura.

Quanto às distribuições de tensões de corte, estas apresentam variações mais destacadas com todas as condições de funcionamento. Com o aumento da pressão máxima de Hertz (P_0) é evidente o aumento das áreas sob as curvas de tensões de corte, resultantes do aumento da zona de altas pressões, ZAP.

O efeito do aumento da temperatura de alimentação do lubrificante traduz-se numa ligeira diminuição global das tensões de corte e também na diminuição do efeito térmico para as condições de taxas de escorregamento mais elevadas. Na Figura 6.13 são apresentados quatro casos retirados da Figura 6.12, para os quais são também representadas as correspondentes tensões de corte limite. Pode ser constatar-se que a diminuição global das tensões de corte está intimamente ligada com a diminuição global da tensão de corte limite imposta pelo aumento da TOE.

A condição de funcionamento que mais se destaca é a taxa de escorregamento, que está directamente ligada à velocidade de deformação do lubrificante. Os efeitos da taxa de escorregamento que são apontados nas distribuições de tensão de corte verificam-se também nas curvas de tracção já apresentadas na Figura 6.3. Assim, o aumento da taxa de escorregamento, se por um lado impõe o aumento sucessivo das tensões de corte (área sob a curvas de tensão de corte), Figura 6.12 a-b-d, por outro lado impõe o aumento das tensões de corte até um valor máximo, promovendo em seguida a sua diminuição, Figura 6.12 c-e-f. A perda de efeito do aumento da velocidade de deformação sobre as tensões de

corde deve-se ao aumento do efeito térmico sobre as propriedades do lubrificante. Este efeito térmico produz, em especial, a redução do valor da tensão de corte limite, condicionando, dessa forma, o aumento das tensões de corte no lubrificante com o aumento de VE (Figura 6.13).

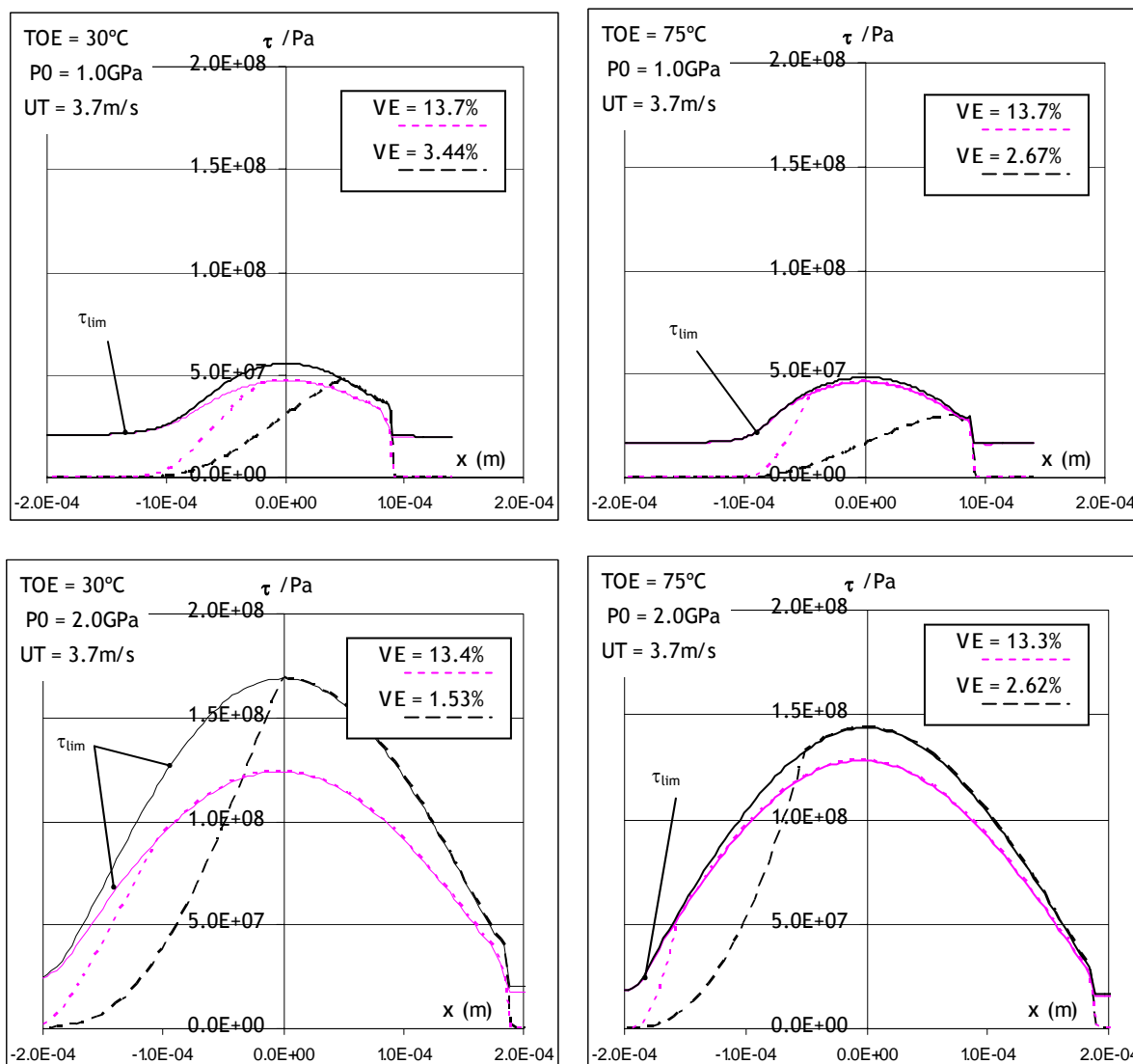


Figura 6.13- Distribuições de tensões de corte no lubrificante e a variação da tensão de corte limite (TOE = 30°C e 75°C, $P_0 = 1.0\text{GPa}$ e 2.0GPa , $U_T = 3.7\text{m/s}$ - SAE 80W-90 GL-5).

6.2.5. Conclusões do lubrificante - SAE 80W-90 GL-5

Como foi possível observar, o modelo numérico implementado permitiu simular, de forma muito razoável, as curvas de tracção experimentais às pressões máximas de Hertz de 1.0 e 2.0GPa, apresentando algumas diferenças quantitativas para $P_0=1.5\text{GPa}$, mantendo, no entanto, as mesmas tendências com a variação da taxa de escorregamento, VE.

Para os ensaios experimentais realizados por Wu e Cheng [90] com o lubrificante SAE 80W-90 GL-5, foi possível extrair as principais influências que a variação de cada uma das condições de funcionamento impõe:

- Temperatura de alimentação do lubrificante (TOE = 30°C, 50°C e 75°C):
 - > Para as mesmas condições de funcionamento, os aumentos de temperatura do lubrificante são cada vez menores com o aumento da TOE.
 - > Aumentando a TOE diminui a influência da taxa de escorregamento e diminui a correcção térmica de espessura de filme ϕ_T .
 - > O aumento da TOE, impondo a diminuição da tensão de corte limite, promove a diminuição global das tensões de corte.
- Taxa de escorregamento (VE \approx 0 a \approx 14%):
 - > O aumento de VE fomenta a dissipação de energia térmica, impondo maiores aumentos de temperatura, com principal ênfase na ZAP, apresentando aumentos de temperatura no convergente com pouco significado.
 - > As tensões de corte tendem a aumentar com o aumento de VE até os efeitos térmicos se fazerem sentir. Quando os efeitos térmicos entram em jogo, a sua influência sobre as propriedades do lubrificante (tensão de corte limite) é importante, fazendo diminuir as tensões de corte com o aumento de VE.
- Pressão máxima de Hertz ($P_0 = 1.0\text{GPa}$, 1.5GPa e 2.0GPa):
 - > A combinação de P_0 e VE elevados conduzem a maiores aumentos de temperatura na ZAP, promovidos pela maior dissipação térmica, como referido anteriormente.
 - > A variação de P_0 não altera os aumentos de temperatura no convergente.
 - > A influência do aumento de P_0 , sobre a correcção térmica ϕ_T , é mais significativa para os menores valores de TOE.
 - > O aumento de P_0 , impondo o aumento das propriedades do lubrificante, consegue promover o desenvolvimento de tensões de corte maiores.

6.3. FLUIDO DE TRACÇÃO - SANTOTRAC 30

Gupta et al. [40] apresentaram resultados experimentais obtidos numa máquina de discos referente a um fluido de tracção com a referência Santotrac 30.

▪ Os discos

As características elásticas e térmicas dos discos são apresentadas na Tabela 6.9 e a sua geometria na Figura 6.14.

Parâmetro	Valor	Unidades
$E_1 = E_2$	210×10^9	[Pa]
$\nu_1 = \nu_2$	0.3	[---]
$C_{pS1} = C_{pS2}$	460	[J/(kg.°K)]
$k_{s1} = k_{s2}$	46	[W/(m.°K)]
$\rho_{S1} = \rho_{S2}$	7800	[kg/m ³]

Tabela 6.9- Características elásticas e térmicas dos discos usados nos ensaios de discos com o fluido de tracção Santotrac 30 [40].

Parâmetro	Valor	Unidades
R_{x1}	50.8	[mm]
R_{x2}	50.8	[mm]
R_{y1}	1333	[mm]
R_{y2}	1333	[mm]
L_1	----	[mm]
L_2	----	[mm]

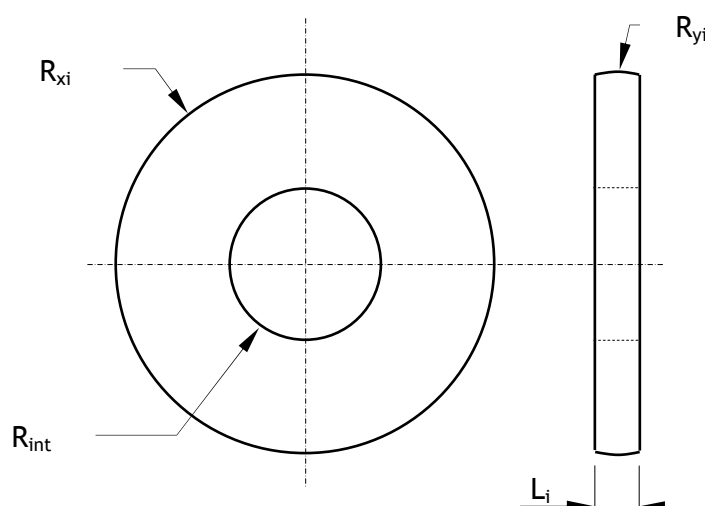


Figura 6.14- A geometria dos discos usados nos ensaios de discos com o fluido de tracção Santotrac 30 [40].

▪ O lubrificante

Em relação à viscosidade, Gupta et al. [40] referem uma equação, resultante da correlação com resultados experimentais, de viscosidade cinemática em função da temperatura, definida por:

$$\log_{10} \log_{10}(\nu + 0.80) = -4.10436 \log_{10} T + 10.3047 \quad (\text{cSt}) \quad (6.3)$$

e um coeficiente de piezoviscosidade dado por

$$\alpha_{\eta} = 2.90 \times 10^{-8} \exp \left[-8.31776 \times 10^{-3} (T - 277.78) \right] \quad (\text{Pa}^{-1}) \quad (6.4)$$

A variação da densidade com a temperatura é definida pela equação [40]:

$$\rho = 0.817 + 6.66 \times 10^{-4} (422.22 - T) \quad (\times 10^3 \text{ kg/m}^3) \quad (6.5)$$

Em relação a outras propriedades do fluido de tracção necessárias à aplicação do modelo numérico, Gupta et al. [40], fornecem a variação da condutividade térmica com a temperatura pela equação:

$$k_F = 1.09041 \times 10^{-1} - 1.709113 \times 10^{-5} (T - 311.11)^{1.322} \quad (\text{N/s/}^{\circ}\text{C}) \quad (6.6)$$

e consideram o calor específico c_{pF} igual a 2000 J/(kg.°K).

Como já foi referido para o lubrificante SAE 80W-90 GL-5, é necessário saber qual o comportamento reológico mais adequado para o fluido de tracção. A partir do modelo desenvolvido por Sottomayor [77] e admitindo um comportamento viscoelástico plástico e leis exponenciais para a variação dos parâmetros reológicos (G_F e τ_L), são obtidos os valores necessários para descrever a sua variação com a pressão e a temperatura. As leis exponenciais e os parâmetros obtidos são apresentados na Tabela 6.10 e na Tabela 6.11.

$$G_F = G_0 \times \exp \left[\alpha_G \times p + \beta_G \times \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right]$$

G_0 [Pa]	α_G [Pa ⁻¹]	β_G [°K]	T_0 [°K]
0.24410x10 ⁺⁰⁶	6.3691x10 ⁻⁰⁹	7.0000x10 ⁺⁰³	323

Tabela 6.10- Parâmetros usados na definição da variação do módulo de corte transversal com a pressão e a temperatura (com T₀ = 50°C = 323°K) para o fluido de tracção Santotrac 30.

$$\tau_L = \tau_{L0} \times \exp \left[\alpha_{\tau_L} \times p + \beta_{\tau_L} \times \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right]$$

τ_{L0} [Pa]	α_{τ_L} [Pa ⁻¹]	β_{τ_L} [°K]	T_0 [°K]
53.185x10 ⁺⁰⁶	0.0	0.76875x10 ⁺⁰³	323

Tabela 6.11- Parâmetros usados na definição da variação da tensão de corte limite com a pressão e a temperatura (com T₀ = 50°C = 323°K) para o fluido de tracção Santotrac 30.

▪ Condições de funcionamento

Na obtenção das curvas de tracção do fluido Santotrac 30 [40] foram impostas as condições de funcionamento apresentadas na Tabela 6.12.

Temperatura do lubrificante (T ₀) [°C - °K]	Pressão Hertziana (P _H) [GPa]	Taxa de Esc. (VE) [%]	Velocidade média (U _M) [m/s]
70.5 - 344	0.570	≈ 0	21.17
105 - 378	0.913	a ≈ 10	45.53

Tabela 6.12- Condições de funcionamento usados na obtenção das curvas de tracção do fluido de tracção Santotrac 30 [40].

6.3.1. Resultados experimentais vs. numéricos: as curvas de tracção - Santotrac 30

Na análise do fluido de tracção foram construídas 8 curvas de tracção com 8 pontos cada uma, correspondendo a um total de 64 casos analisados. Na Tabela 6.13 estão indicadas diferentes informações relativas ao método numérico usado na obtenção das referidas curvas.

Parâmetro	Valor	Unidades
Nº de células em "a"	45	[----]
Nº total de células	203	[----]
Tempo gasto (PC - PIII-450 MHz)	167	[min]

Tabela 6.13- Informações relativas ao processo numérico usado na obtenção das curvas de tracção para o fluido Santotrac 30.

Na Figura 6.15 são confrontadas as curvas de tracção obtidas pela aplicação do modelo numérico (linhas) com as curvas experimentais (pontos).

Como pode ser observado, o modelo numérico permite descrever os efeitos da carga, da velocidade e da taxa de escorregamento, sobre o coeficiente de atrito, que são os mesmos efeitos apresentados pelas curvas experimentais, nomeadamente:

- O aumento da carga impõe aumentos do coeficiente de atrito.
- O aumento da velocidade (U_M ou U_T) conduz a menores valores do coeficiente de atrito.
- O aumento da taxa de escorregamento, para os valores mais baixos de VE, conduz ao aumento dos coeficientes de atrito. Continuando a aumentar a taxa de escorregamento e consoante a carga e a velocidade envolvidas, ocorrem maiores ou menores dissipações de energia térmica, conduzindo, respectivamente, à diminuição ou ao aumento (menos acentuado) dos coeficientes de atrito.

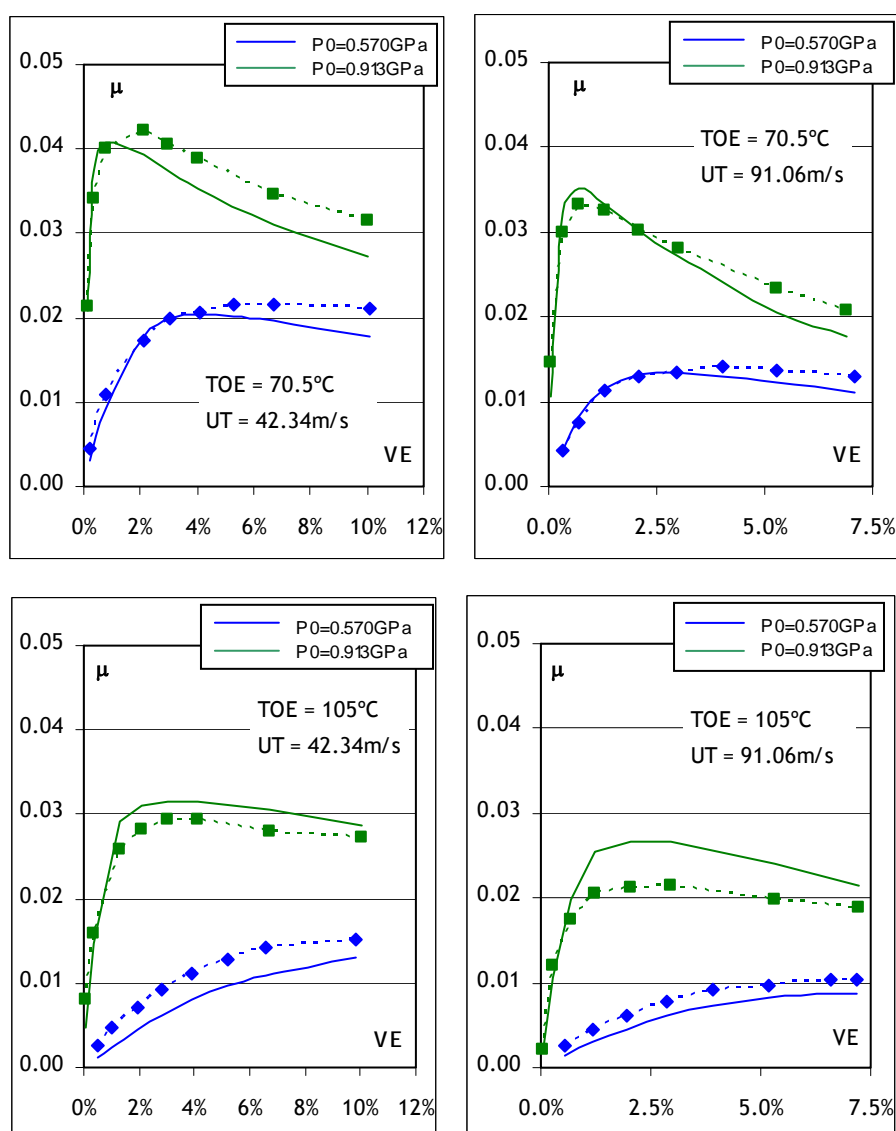


Figura 6.15- Curvas de tracção experimentais (pontos) vs. numéricas (linhas) para o fluido de tracção Santotrac 30.

Para o fluido de tracção Santotrac 30 foi obtida uma correlação de 97.80% entre os valores de coeficiente de atrito numéricos e experimentais. A Figura 6.16 mostra que os maiores erros encontram-se para os menores valores de coeficiente de atrito e que 70% dos pontos estão na gama de erro entre 0% e 20%.

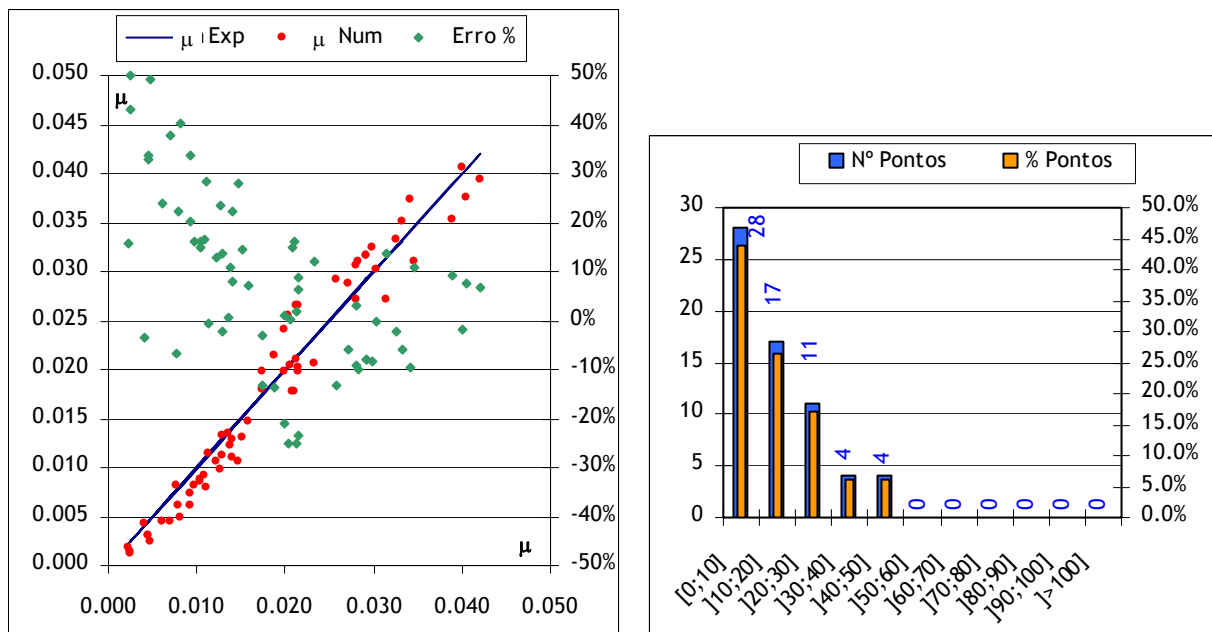


Figura 6.16- Análise da correlação resultados Experimentais / Numéricos para o fluido de tracção Santotrac 30.

6.3.2. Resultados numéricos: temperaturas do filme e das superfícies - Santotrac 30

Das distribuições de temperatura no lubrificante e nas superfícies ao longo do contacto foram retirados os aumentos máximos construindo os gráficos da Figura 6.17. Nesta figura são apresentados os gráficos correspondentes à temperatura de entrada TOE = 70.5°C. Os aspectos referidos para esta temperatura também são válidos para a TOE = 105°C.

Algumas constatações da análise da Figura 6.17:

- Dentro da gama de condições de funcionamento consideradas, os aumentos máximos de temperatura das superfícies 1 e 2 são praticamente idênticos.
- Os aumentos máximos de temperatura das superfícies 1 e 2 são tanto maiores quanto maiores são a carga e a taxa de escorregamento envolvidas. Isto deve-se à maior dissipação de energia no interior do contacto promovida pela maior solicitação imposta ao filme lubrificante.

- Verifica-se, em todos os casos, a ocorrência de um patamar de temperatura aparentemente constante (analisado a seguir), com maior ou menor extensão dependendo das condições de funcionamento. Para os valores mais baixos de taxa de escorregamento esses níveis de temperatura correspondem aos aumentos máximos da temperatura do lubrificante no convergente e que só são ultrapassados pelos aumentos máximos de temperatura na zona de alta pressão a partir de determinadas condições de funcionamento.

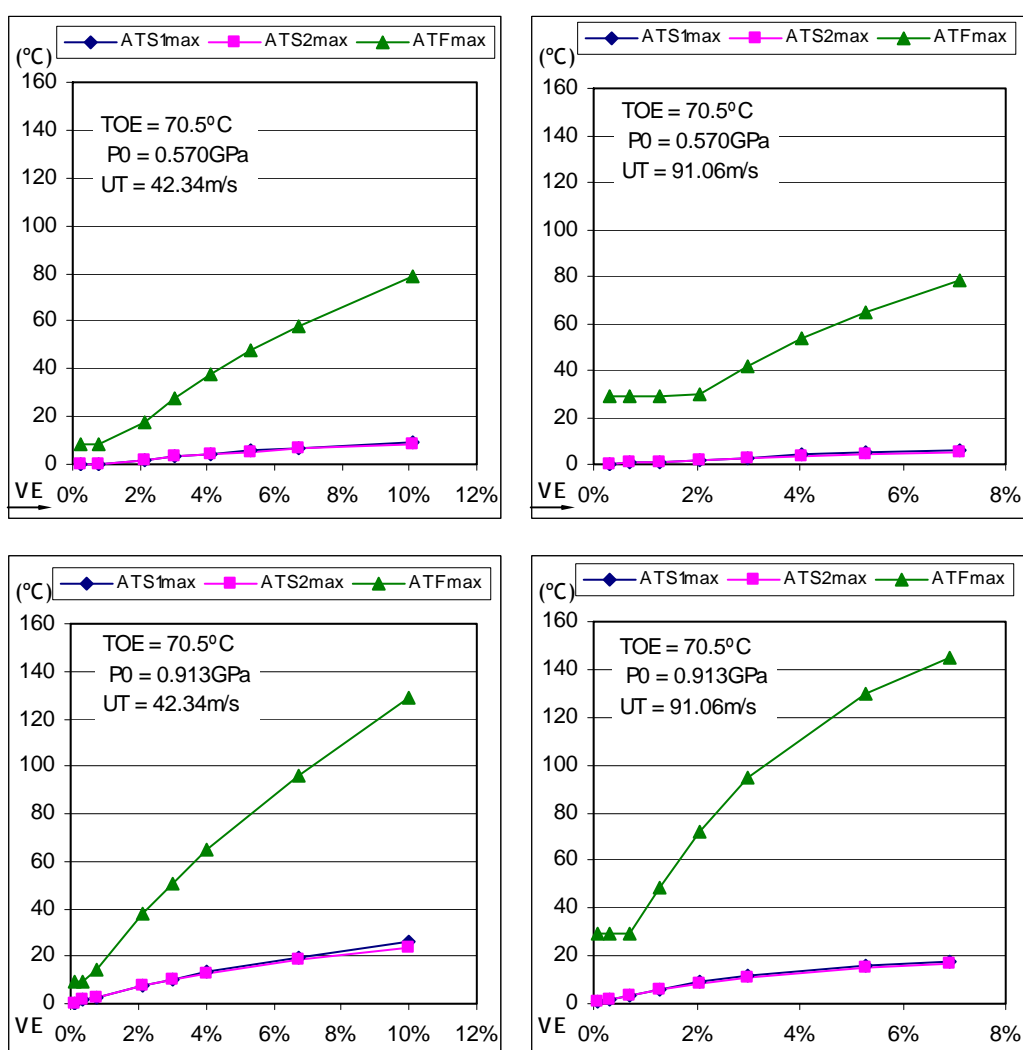


Figura 6.17- Aumentos máximos de temperatura das superfícies e do lubrificante - Santotrac 30.

Separando os aumentos máximos de temperatura do lubrificante na zona do convergente (Conv) e na zona Hertziana (ZAP) podem construir-se os gráficos da Figura 6.18 e da Figura 6.19. Da análise desses gráficos resultam as mesmas considerações feitas a propósito do lubrificante anterior (SAE 80W-90 GL-5):

- No convergente, e para cada temperatura de alimentação (TOE), os aumentos máximos de temperatura são praticamente independentes da variação da carga (P_0).
- Na ZAP e para cada TOE, os aumentos máximos de temperatura são fortemente dependentes da variação da carga (P_0).
- Para as duas zonas, os aumentos máximos de temperatura são cada vez menores e a sua variação com o aumento de VE é cada vez mais atenuada à medida que aumenta a temperatura de alimentação do lubrificante (TOE).

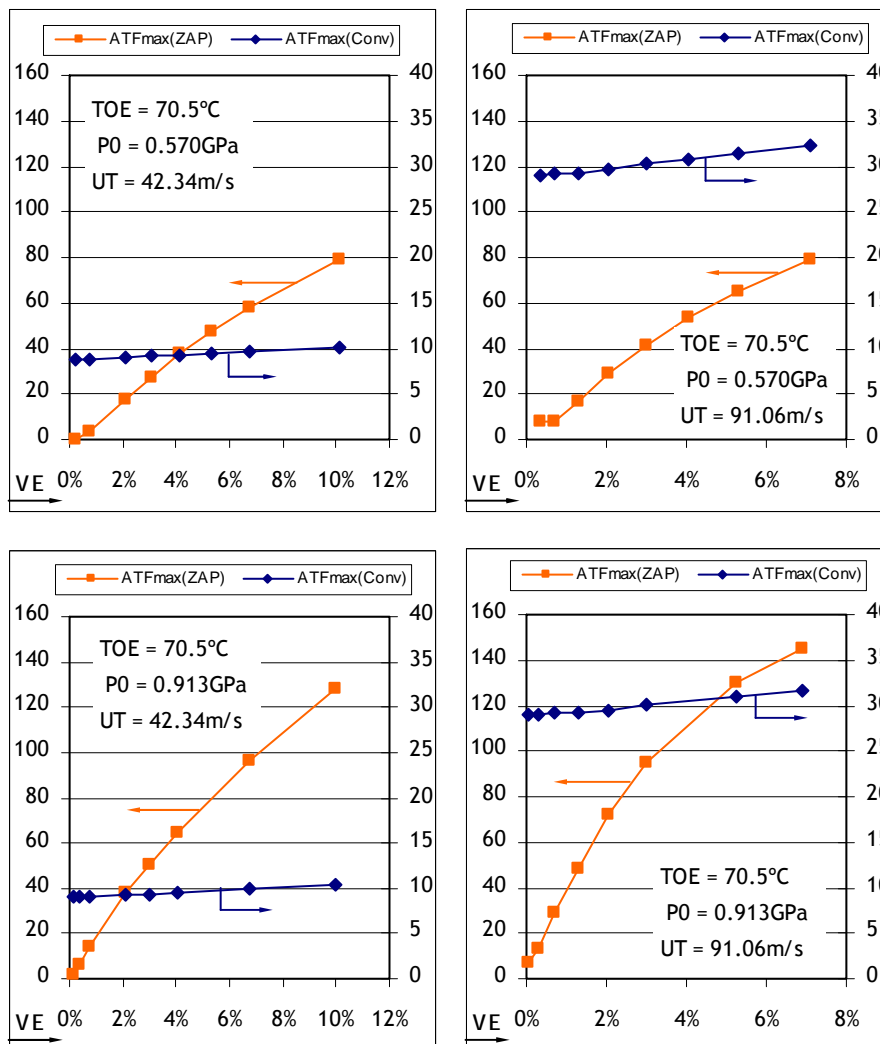


Figura 6.18- Aumentos máximos de temperatura do lubrificante nas zonas do convergente (Conv) e zona Hertziana (ZAP) para TOE = 70.5°C - Santotrac 30.

O que destaca o fluido de tracção do lubrificante de engrenagens são os valores atingidos pelos aumentos de temperatura quer no convergente quer na zona Hertziana. Apesar do lubrificante de engrenagens estar submetido a pressões Hertzianas superiores, os níveis de velocidades envolvidos para o fluido de tracção são muito superiores, acarretando aumentos de temperatura mais elevados do lubrificante ao longo do contacto.

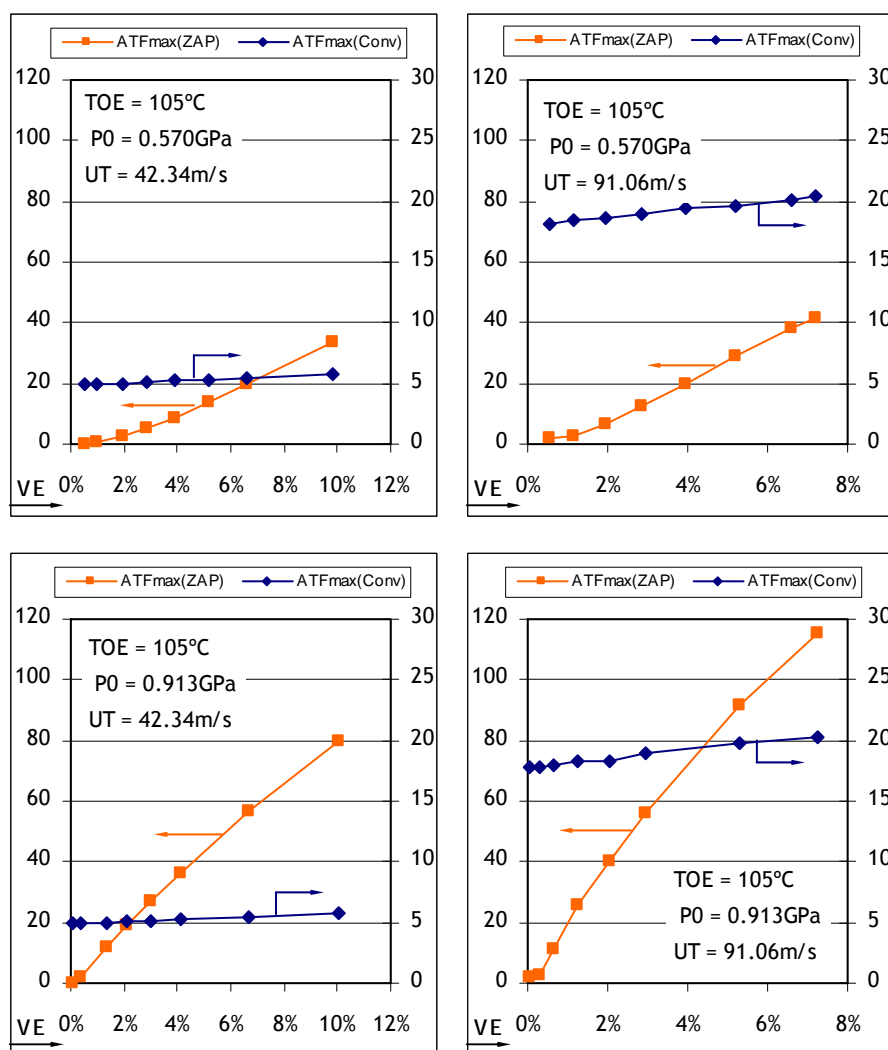


Figura 6.19- Aumentos máximos de temperatura do lubrificante nas zonas do convergente (Conv) e zona Hertziana (ZAP) para TOE = 105°C - Santotrac 30.

Na Figura 6.20 estão representados os aumentos de temperatura do lubrificante na transição convergente / zona Hertziana ($x = -a$). Como pode ser constatado as principais condições de funcionamento que afectam este aumento de temperatura são a velocidade total (U_T) e a temperatura de alimentação do lubrificante (TOE). As diferenças impostas pela pressão Hertziana são pouco significativas e também de efeito contrário. A uma maior pressão Hertziana, se por um lado corresponde a valores superiores ou imperceptíveis de aumento de temperatura ($U_T = 42.34\text{m/s}$), por outro lado correspondem valores inferiores dos aumentos de temperatura ($U_T = 91.06\text{m/s}$), para a zona de transição ($x=-a$).

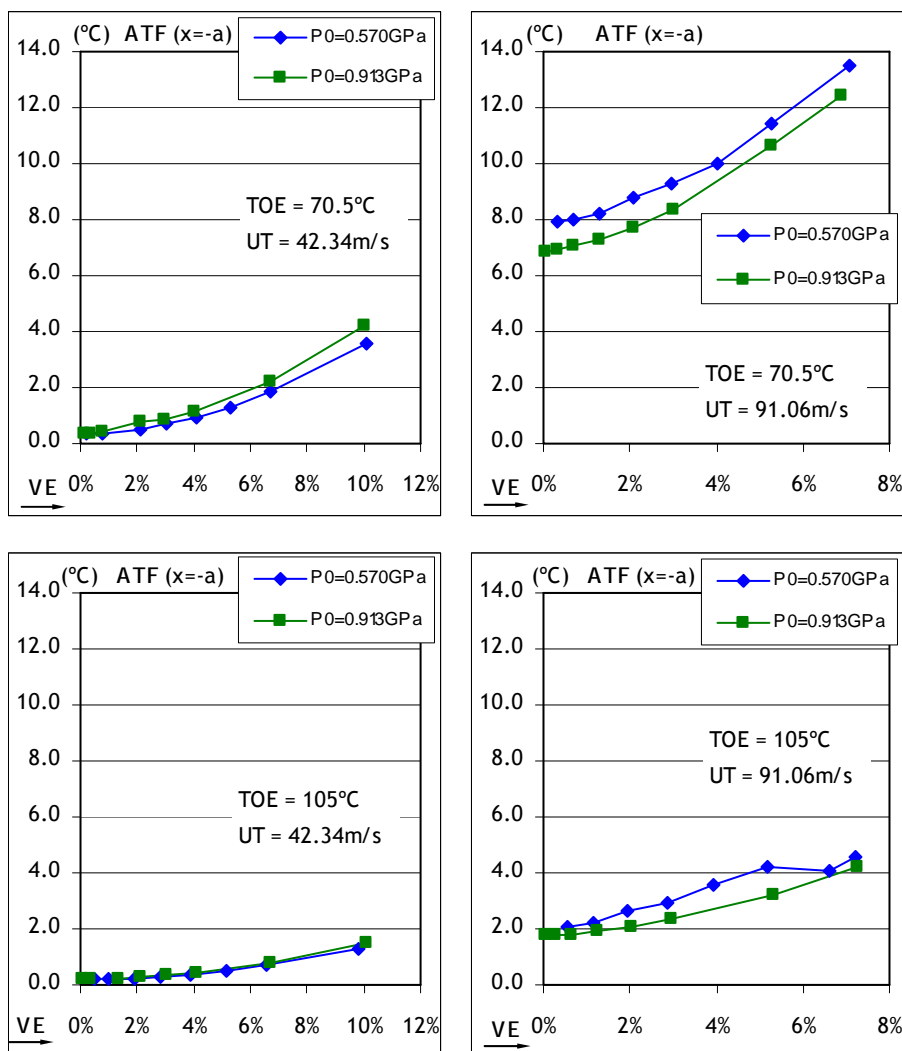


Figura 6.20- Aumentos máximos de temperatura do lubrificante na abcissa $x=-a$ - Santotrac 30.

6.3.3. Resultados numéricos: a geometria do filme lubrificante - Santotrac 30

Na Figura 6.21 são apresentadas as geometrias do filme lubrificante e os aumentos de temperatura ao longo do contacto para $TOE = 70.5^{\circ}\text{C}$ e $P_0 = 0.570\text{GPa}$, colocando em evidência os efeitos da taxa de escorregamento (VE) e da velocidade total das superfícies ($U_T = 42.34\text{m/s}$ e $U_T = 91.06\text{m/s}$).

O efeito da taxa de escorregamento sobre a geometria do filme lubrificante destaca-se para a velocidade total mais elevada ($U_T = 91.06\text{m/s}$). O aumento da taxa de escorregamento, VE, impõe uma ligeira diminuição da espessura do filme, provocada pelas variações de temperatura ocorridas na zona de transição (Figura 6.20).

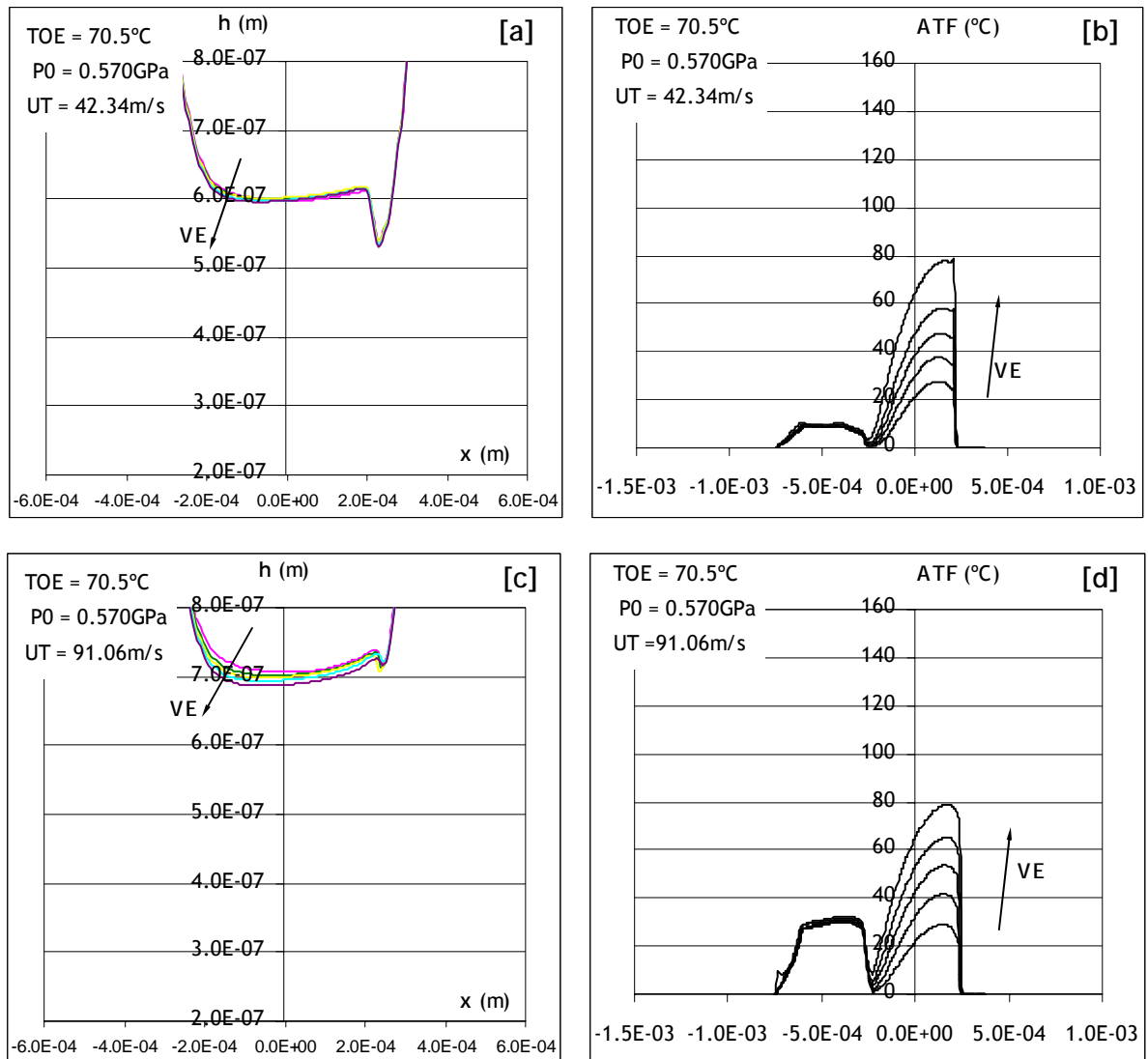


Figura 6.21- Geometrias do filme e aumentos de temperatura do lubrificante para $TOE = 70.5^{\circ}\text{C}$ e $P_0 = 0.570\text{GPa}$ - Santotrac 30.

O efeito do aumento da velocidade total traduz-se pelo aumento global da espessura do filme lubrificante e pela diminuição do significado da espessura mínima na saída da ZAP, como se verifica pela análise da Figura 6.21. A mesma figura mostra, ainda, que o aumento global da espessura do filme lubrificante com o aumento da velocidade total poderia ser mais acentuado, caso não existisse um aumento tão acentuado da temperatura no convergente, como demonstram as distribuições dos aumentos de temperatura. É ainda de referir que o efeito do aumento da velocidade total das superfícies também se faz sentir na ZAP. Como se pode observar, na Figura 6.21 os gráficos -b- e -d- apresentam sensivelmente os mesmos aumentos de temperatura para a taxa de escorregamento mais elevada. No entanto o valor de VE máximo para o gráfico -b- é aproximadamente 10%, enquanto que para o gráfico -d- esse mesmo valor máximo de VE corresponde a cerca de 8%. Isto significa que o aumento de velocidade total, conjugada com a taxa de escorregamento, impõe maiores velocidades de deformação do lubrificante levando a maiores aumentos de temperatura.

Na Figura 6.22 são apresentadas as geometrias do filme lubrificante e os aumentos de temperatura ao longo do contacto para as duas temperaturas de alimentação do lubrificante TOE = 70.5°C e TOE = 105°C, com $P_0 = 0.913\text{GPa}$ e $U_T = 42.34\text{m/s}$.

Para estas condições de funcionamento, o aumento da taxa de escorregamento impõe variações mais significativas de espessura do filme lubrificante no centro do contacto para a TOE de 70.5°C. Este facto está relacionado com os aumentos mais importantes de temperatura do lubrificante para esta TOE, como se verifica pela Figura 6.22. Estes aumentos de temperatura promovem a diminuição da massa específica do lubrificante e consequentemente o aumento da espessura do filme ($\rho \times h = \text{constante}$).

Para estas condições de funcionamento e para a TOE = 70.5°C, verifica-se uma ligeira diminuição da espessura mínima do filme lubrificante (saída da ZAP) com o aumento de VE.

Na Figura 6.22 pode ainda ser observado o efeito da TOE sobre a geometria do filme lubrificante. Como seria esperado, o aumento da TOE impõe uma diminuição global da espessura do filme, provocada pela diminuição de viscosidade na zona do convergente, onde é gerado o filme lubrificante.

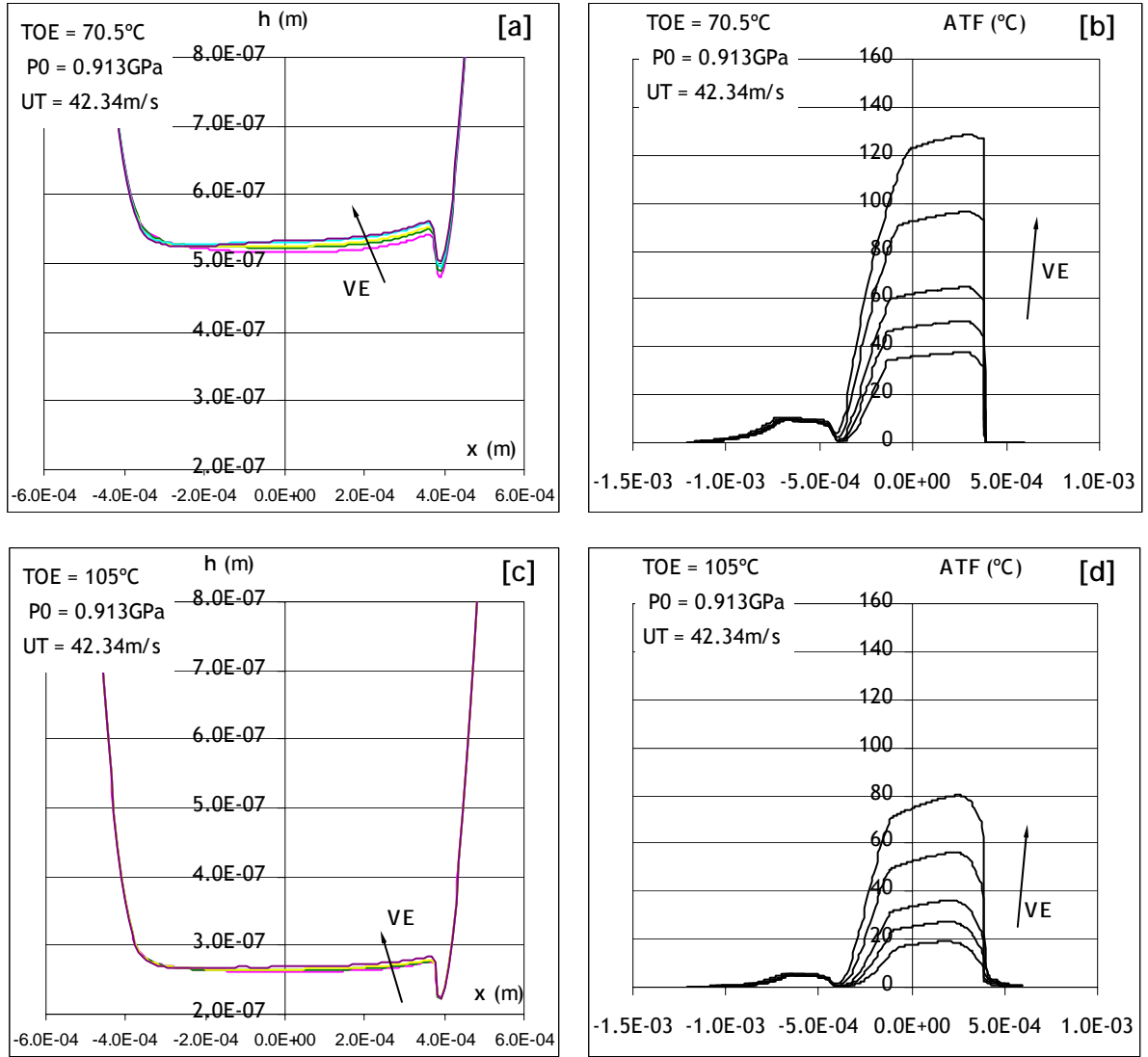


Figura 6.22- Geometrias do filme e aumentos de temperatura do lubrificante para $P_0 = 0.913 GPa$ e $U_T = 42.34 m/s$ - Santotrac 30.

Analisando o factor de correcção térmica da espessura do filme lubrificante, ϕ_T , para as diferentes condições de funcionamento, como mostra a Figura 6.23, verifica-se que:

- O efeito do aumento da velocidade total é mais importante para a $TOE = 70.5^\circ C$, impondo uma diminuição mais acentuada de ϕ_T .
- O aumento da TOE impõe menores correcções térmicas ou efeitos térmicos sobre a espessura do filme lubrificante.

- A influência da carga, ou pressão Hertziana, é pouco relevante mas é mais notada, de uma forma geral, para os menores valores de VE.

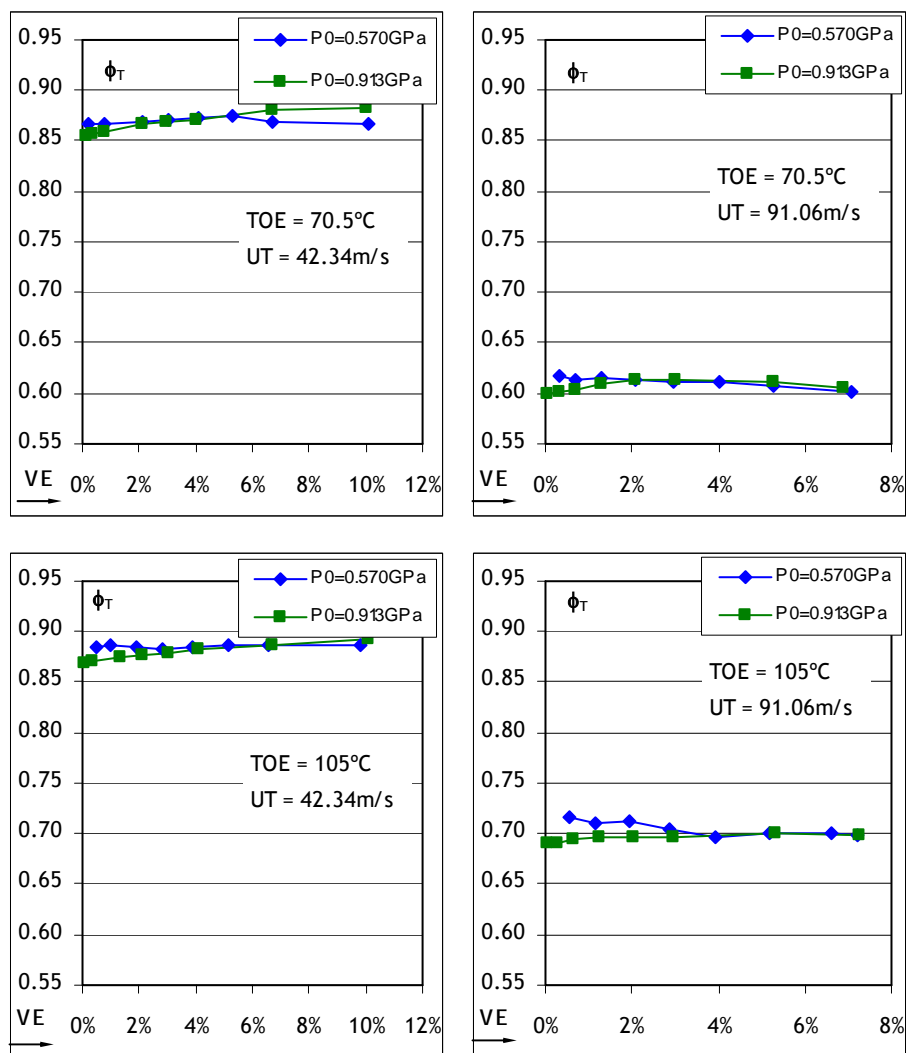


Figura 6.23- Factor de correcção térmica $\phi_T = \frac{h_{0T}}{h_{0Isot}}$ para o fluido de tracção Santotrac 30.

6.3.4. Resultados numéricos: distribuições de pressão e tensões de corte no fluido de tracção - Santotrac 30

A Figura 6.24 apresenta as distribuições de pressão e tensão de corte para a temperatura de alimentação do lubrificante de 70.5°C, admitindo as pressões máximas de Hertz de 0.570GPa e 0.913GPa, as velocidades totais de 42.34m/s e 91.06m/s, e taxas de escorregamento sucessivamente crescentes.

Nas distribuições de pressão, apresentadas na Figura 6.24, há dois aspectos principais a realçar: o efeito do aumento da força normal que conduz ao aumento da zona de alta pressão, e as alterações, muito localizadas, impostas pelo aumento da taxa de escorregamento sobre estas distribuições.

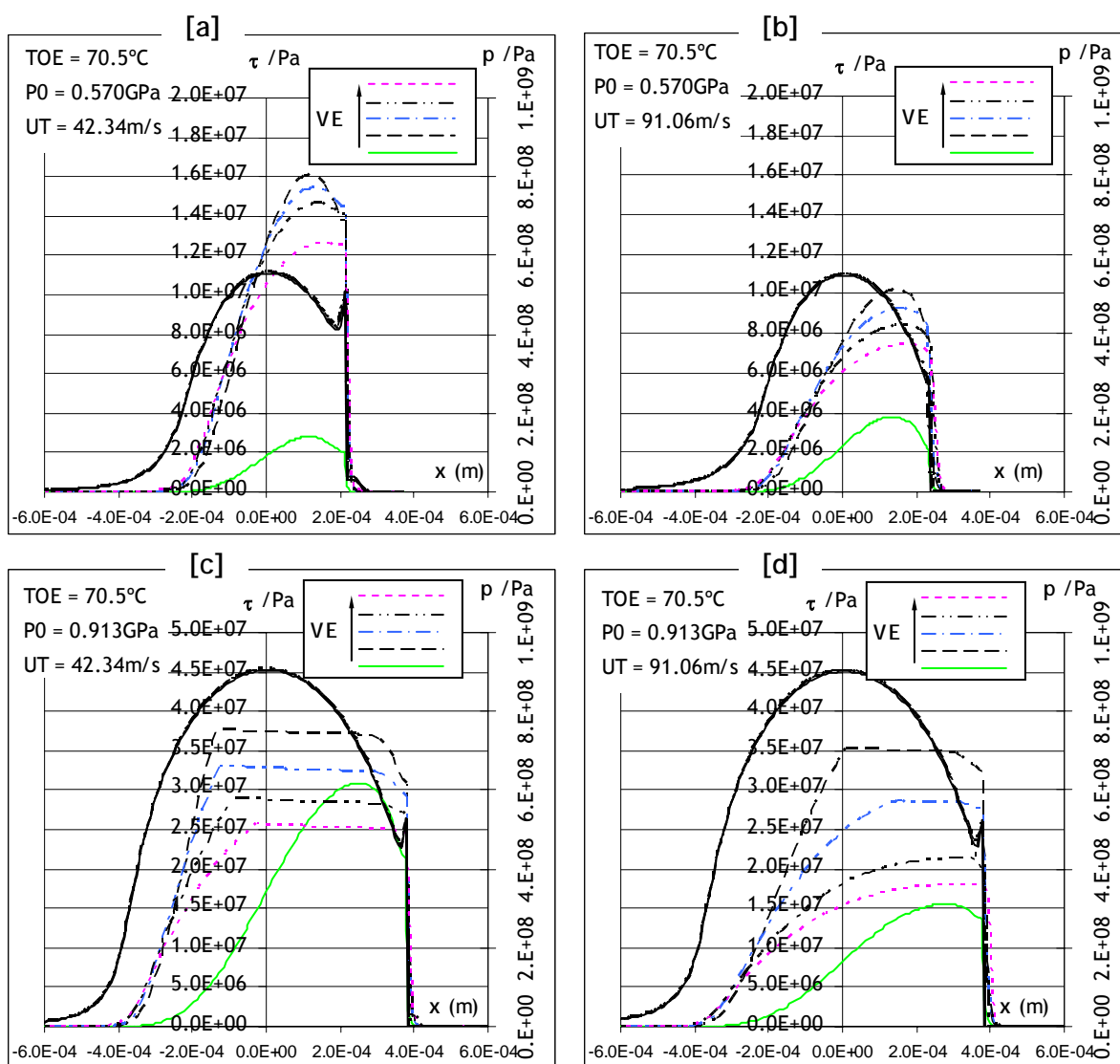


Figura 6.24- Distribuições de pressão e tensões de corte no lubrificante para TOE = 70.5°C - Santotrac 30.

Das curvas correspondentes às distribuições de tensão de corte, da Figura 6.24, verifica-se que o aumento da taxa de escorregamento impõe inicialmente o aumento das tensões de corte, passando a valores consecutivamente menores. Esta diminuição das tensões de corte, para os valores de VE mais elevados, indica a preponderância dos efeitos térmicos sobre a diminuição das propriedades do lubrificante. No entanto os efeitos térmicos fazem-se sentir de maneiras diferentes, como se pode constatar pelas formas das distribuições de tensões de corte, nos gráficos -a- e -b- e nos gráficos -c- e -d-. Para analisar essas diferenças foi construída a Figura 6.25, a partir de duas curvas de tensão de corte de cada um dos gráficos apresentados na Figura 6.24, sobrepondo as correspondentes curvas de tensões de corte limite (τ_{lim}).

Os gráficos da Figura 6.25 mostram que na zona de transição (convergente - ZAP) ocorrem maiores valores de tensão de corte para as curvas com valores mais elevados de VE, dadas as maiores velocidades de deformação envolvidas nestas condições. No entanto, na zona de alta pressão, ocorre a inversão das tensões de corte, imposta pela forte influência dos efeitos térmicos para as curvas com VE mais elevada.

Na zona de alta pressão e para os gráficos -a- e -b- da Figura 6.25, verifica-se que as distribuições de tensão de corte não chegam a atingir τ_{lim} . Nestes casos, os efeitos térmicos estão a incidir sobre as propriedades do lubrificante relativas às componentes elástica e viscosa do seu comportamento reológico. A diminuição destas propriedades conduz, inevitavelmente, à diminuição das tensões de corte.

Na zona de alta pressão e para os gráficos -c- e -d- da Figura 6.25, verifica-se que as distribuições de tensão de corte estão, inicialmente, submetidas a efeitos térmicos idênticos aos do gráficos -a- e -b- da mesma figura. No entanto, a partir de determinada altura as tensões de corte atingem a tensão de corte limite. Nestes casos, o efeito térmico afecta também o valor de τ_{lim} , para além dos efeitos térmicos já referidos sobre as propriedades do lubrificante relativas às componentes elástica e viscosa.

É ainda de referir que, para a gama de condições de funcionamento consideradas na obtenção das curvas de tracção do Santotrac 30, a variação da tensão de corte limite é única e exclusiva responsabilidade da variação de temperatura do lubrificante, não sendo afectada pela variação de pressão (Tabela 6.11).

Um outro aspecto realçado pela Figura 6.24 e pela Figura 6.25 é a influência do aumento da velocidade total que, para as condições de funcionamento consideradas, impõe uma diminuição das tensões de corte no lubrificante. Esta diminuição das tensões de

corte resulta da interação de vários parâmetros, quer no mesmo sentido quer em sentidos contrários: o aumento de U_T resulta no aumento da velocidade de deformação que, para um mesmo valor de VE, faz aumentar as tensões de corte; este aumento das tensões de corte tem como uma das suas consequências o aumento de temperatura na ZAP, fazendo diminuir as propriedades do lubrificante, principais impulsionadoras do aumento das próprias tensões de corte; o aumento de U_T faz, também, aumentar a espessura do filme lubrificante, diminuindo a velocidade de deformação e, consequentemente as tensões de corte.

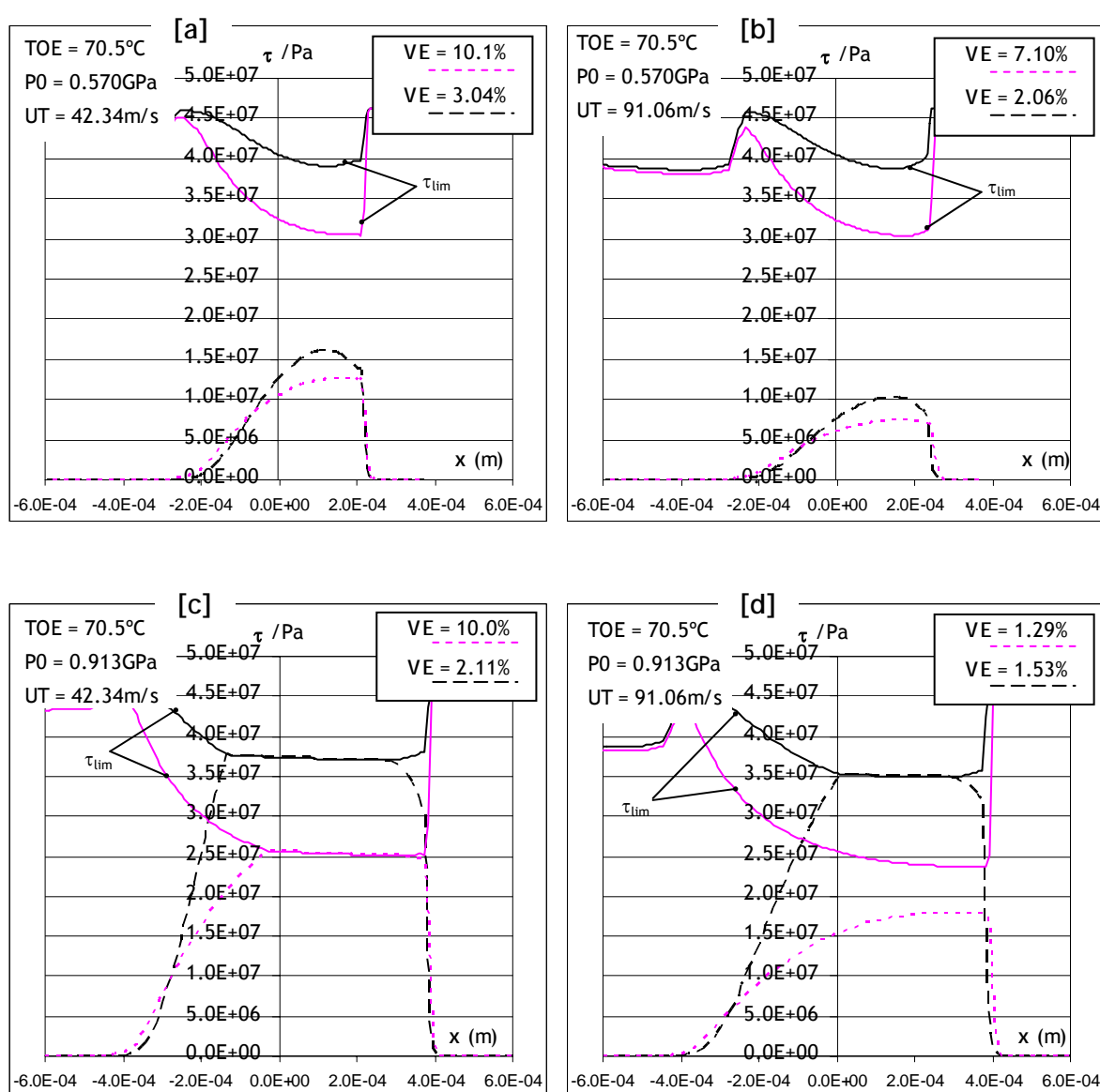


Figura 6.25- Distribuições de tensões de corte no lubrificante e a variação da tensão de corte limite para $TOE = 70.5^\circ C$ - Santotrac 30.

Na Figura 6.26 são apresentadas as distribuições de pressão e de tensões de corte para a temperatura de entrada do lubrificante de 105°C, admitindo a pressão máxima de Hertz de 0.570GPa, as velocidades totais de 42.34m/s e 91.06m/s, e a variação da taxa de escorregamento.

Pretende-se mostrar que, para estas condições de funcionamento, o aumento de VE impõe o aumento sucessivo das tensões de corte, Figura 6.26 -a, ou o aumento das tensões de corte de uma forma assintótica, Figura 6.26 -b. Isto mostra que os efeitos térmicos não foram suficientes para impor a diminuição das tensões de corte com o aumento de VE, como aconteceu para a TOE de 70.5°C, apresentada na Figura 6.24.

A influência da velocidade total, U_T , é idêntica à observada na Figura 6.24.

Quanto às distribuições de pressão, estas mantêm-se inalteradas mediante a variação de VE, como referido anteriormente.

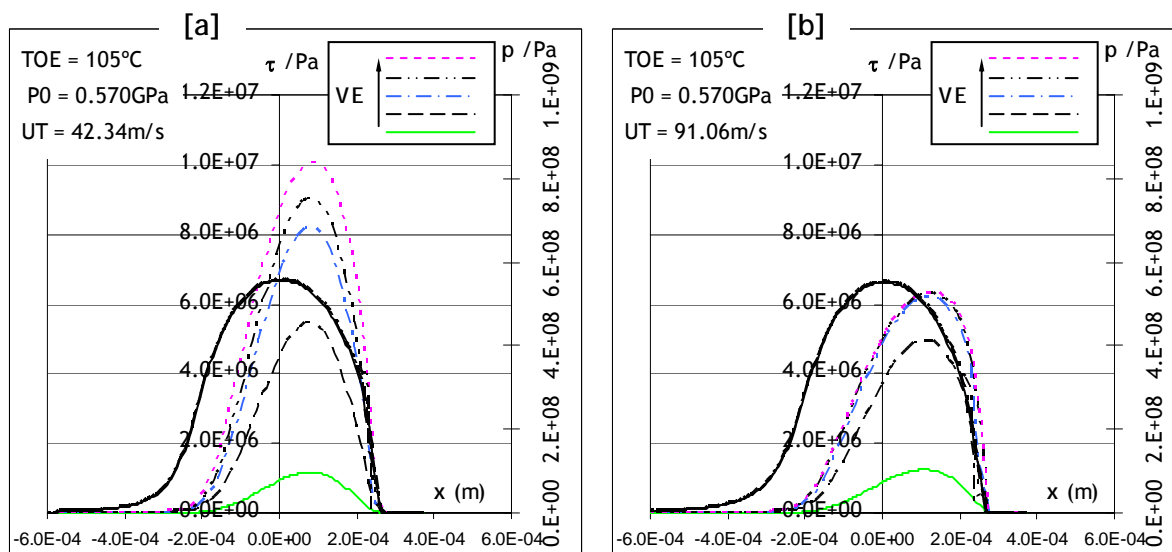


Figura 6.26- Distribuições de pressão e tensões de corte no lubrificante para TOE = 105°C - Santotrac 30.

6.3.5. Conclusões do fluido de tracção - Santotrac 30

O modelo numérico permitiu reproduzir de forma razoável as curvas de tracção experimentais do fluido Santotrac 30, para a gama de condições de funcionamento propostas na realização dos ensaios numa máquina de discos [40].

Os principais efeitos promovidos pela variação das condições de funcionamento são:

- Temperatura de alimentação do lubrificante (TOE = 70.5°C e 105°C):
 - > Para a TOE mais elevada, diminui o efeito de VE nos aumentos de temperatura.
 - > O aumento da TOE impõe a diminuição global da espessura do filme lubrificante.
 - > Quanto maior a TOE menores as correcções térmicas, ϕ_T .
- Pressão máxima de Hertz ($P_0 = 0.570\text{GPa}$ e 0.913GPa):
 - > Para a pressão máxima de Hertz mais elevada correspondem os maiores aumentos de temperatura na ZAP.
 - > No convergente os aumentos de temperatura são independentes de P_0 .
 - > Na gama de condições de funcionamento considerada, P_0 mostrou-se pouco relevante para o valor ϕ_T .
- Taxa de escorregamento (VE ≈ 0 a $\approx 10\%$):
 - > O aumento de VE apresentou uma influência ténue sobre o aumento de temperatura no convergente. Contrariamente, na ZAP, o aumento de VE tem uma forte influência nos aumentos de temperatura.
 - > Os aumentos acentuados de temperatura na ZAP, influenciam de forma decisiva as propriedades do lubrificante envolvidas no modelo reológico, fazendo diminuir as tensões de corte.
- Velocidade total ($U_T = U_M \times 2 = 42.34\text{m/s}$ e 91.06m/s):
 - > O aumento da velocidade total impõe aumentos significativos de temperatura quer no convergente quer na ZAP. Os aumentos de temperatura na ZAP fazem diminuir as propriedades do lubrificante envolvidas no modelo reológico, fazendo diminuir as tensões de corte.
 - > O aumento de U_T promove o aumento global da espessura do filme lubrificante e a perda de significado da espessura mínima na saída do contacto.
 - > Para a velocidade total mais elevada são impostas as maiores correcções térmicas sobre a espessura do filme lubrificante, ϕ_T .

6.4. LUBRIFICANTE MIL-L-23699

Os resultados experimentais apresentados neste parágrafo foram obtidos no âmbito de um Projecto BRITE-EURAM. Dentro dos objectivos destacam-se a caracterização reológica do lubrificante MIL-L-23699 e a análise do seu comportamento em contactos EHD.

A realização dos ensaios experimentais foi constituída por duas partes. A primeira delas teve por objectivo a análise do comportamento de dois tipos de aço, o M50 e o 100Cr6, à gripagem e à fadiga, com a utilização do lubrificante MIL-L-23699. A segunda parte teve por objectivo a caracterização reológica do lubrificante MIL-L-23699, pela obtenção das curvas de tracção, para uma gama muito alargada de condições de funcionamento.

Os resultados experimentais obtidos na primeira parte foram objecto de diferentes trabalhos da fadiga e gripagem em contactos EHD [30], [29], [28] e [21].

Os resultados experimentais obtidos na segunda parte já foram objecto de um trabalho muito aprofundado, levado a cabo por Sottomayor [77], e de diversas publicações [12], [20], [79] e [78] sobre a obtenção dos parâmetros reológicos, nomeadamente o módulo de corte transversal (G_F), a tensão de corte de referência ou de Ree-Eyring (τ_0) e a tensão de corte limite (τ_L), a partir das curvas de tracção do lubrificante. Esses mesmos parâmetros são agora utilizados neste trabalho, com o intuito de reproduzir as mesmas curvas de tracção experimentais e de determinar um conjunto de informações muito importantes na caracterização do funcionamento do contacto, nomeadamente: a geometria do filme lubrificante, a distribuição de pressão, as temperaturas das superfícies e do lubrificante e avaliar o efeito do aquecimento no convergente sobre a espessura do filme do lubrificante, através do parâmetro ϕ_T .

Os trabalhos experimentais foram realizados numa máquina de discos existente no “Laboratoire de Mécanique des Contacts-LMC” do “Institut National des Sciences Appliquées-INSA” de Lyon em França, coordenados pelo Professor Doutor Louis Flamand, Director do LMC e orientados pelo Professor Doutor Daniel Nélías, Maître de Conférences. A realização experimental esteve a cargo do Senhor Georges Tournalias, Técnico de Laboratório.

6.4.1. A máquina de discos

Na Figura 6.27 está representado um esquema do funcionamento da máquina de discos utilizada na obtenção dos resultados experimentais. O motor 1, imobilizado durante o funcionamento da máquina, tem a possibilidade de deslizamento horizontal para o perfeito alinhamento dos discos. O motor 2, considerado o motor móvel, está apoiado em duas chumaceiras hidrostáticas. O deslocamento axial dos veios de suporte do motor nas chumaceiras permite a aplicação da força normal no contacto, e a rotação dos veios de suporte imposta pela força de atrito no contacto, permite a sua medição. O conjunto dos dois motores está montado num maciço, parcialmente representado na Figura 6.27, que está apoiado em conjuntos mola/amortecedor existentes na parte inferior da máquina, para a absorção de vibrações.

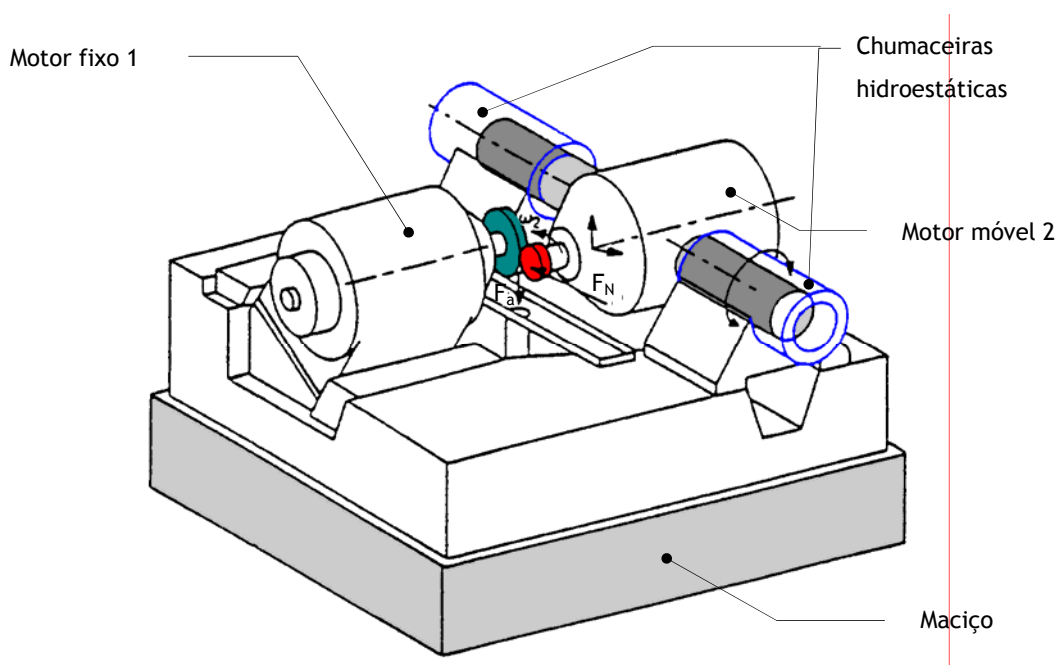


Figura 6.27- Esquema de funcionamento da máquina de discos [30].

Ligado à máquina de discos, existe um dispositivo de controlo que permite manter e registar as condições de funcionamento, como sejam: a velocidade de rotação de cada disco (controlo independente de cada motor), o caudal e a temperatura do lubrificante e a força normal imposta ao contacto. Esse mesmo dispositivo, associado a um computador pessoal, permite fazer a aquisição da evolução da força de atrito e também a evolução do estado superficial dos dois discos. A análise da evolução das avarias superficiais é realizada a partir de detectores indutivos de relutância variável instalados muito próximo dos discos.

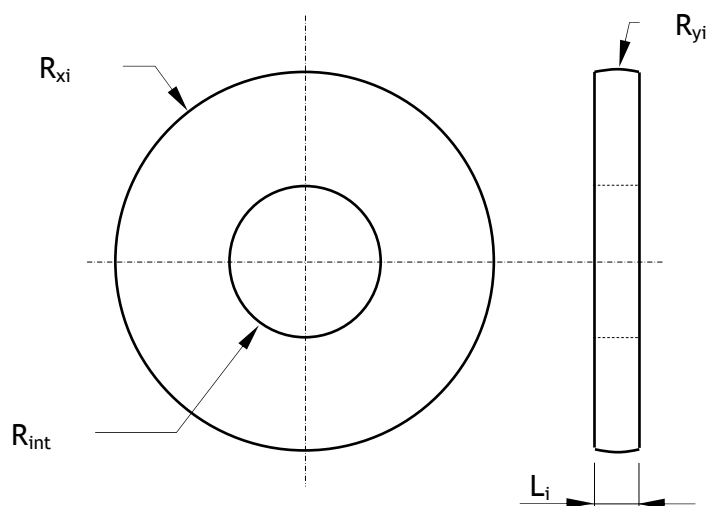


Figura 6.28- A macro geometria dos discos.

Na Tabela 6.14 podem ser avaliadas as diferentes capacidades do equipamento utilizado para a realização dos ensaios experimentais, onde são indicadas as gamas de variação dos parâmetros intervenientes.

Designação do Parâmetro	Parâmetro	Gama de variação	Unidades
Raio de curvatura dos discos na direcção de rolamento (R_{x1} , R_{x2})	R_{xi}	10 - 50	[mm]
Raio de curvatura dos discos na direcção transversal (R_{y1} , R_{y2})	R_{yi}	10 - 1000	[mm]
Largura da pista de contacto	b	0.5 - 10	[mm]
Velocidade de rotação dos discos (ω_1 , ω_2)	ω_i	2000 - 14000	[rpm]
Velocidade de rolamento da superfície dos discos (U_1 , U_2)	U_i	1.05 - 36.7	[m/s]
Taxa de escorregamento $(U_1 - U_2) / (U_1 + U_2)$	VE	0 - 75	%
Solicitação normal	F_n	250 - 10000	[N]
Pressão máxima de Hertz	P_0	0.1 - 4	[GPa]
Tipo de óleo lubrificante	/	Qualquer	/
Temperatura de injeção de lubrificante	T_0	20 - 120	[°C]
Temperatura dos discos	T_{Si}	20 - 250	[°C]
Força de atrito medida	F_t	1 - 250	[N]

Tabela 6.14- Gama de variação dos parâmetros intervenientes nos ensaios na máquina de discos.

Para a obtenção das curvas de tracção foram registados a taxa de escorregamento (VE) e o coeficiente de atrito (μ). O valor da taxa de escorregamento é obtido com a leitura das velocidades de rotação de cada um dos discos (ω_1 e ω_2) e o valor do coeficiente de atrito é obtido pela leitura das forças normal e de atrito. Mediante a instrumentação instalada na máquina de discos foi possível garantir as resoluções indicadas na Tabela 6.15.

Parâmetro lido	Parâmetro registado	Resolução
ω_1	$VE = \frac{U_1 - U_2}{U_1 + U_2}$	Para $VE_{\text{máx}}$ $\Delta VE = \pm 2.5^{-4}$
ω_2		Para VE_{min} $\Delta VE = \pm 3.0^{-5}$
F_N F_a	$\mu = \frac{F_a}{F_N}$	$\pm 10^{-3}$

Tabela 6.15- Resolução dos parâmetros registados.

6.4.2. As condições de ensaio

Cada curva de tracção é obtida mantendo constantes a solicitação normal (F_N), a temperatura de alimentação do lubrificante e a velocidade total dos discos (U_T), ou seja, a soma das velocidades lineares das superfícies. Para a variação da taxa de escorregamento (VE) a diferença de velocidades é sucessivamente aumentada, mas sempre mantendo a velocidade total (U_T).

As condições de funcionamento a usar na realização dos ensaios experimentais foi seleccionada de modo a cobrir a maior gama possível de condições de funcionamento típicas deste lubrificante e tendo em conta as limitações da própria máquina de discos. As condições de funcionamento consideradas são apresentadas na Tabela 6.16.

Temperatura do lubrificante (T_0) [°C - °K]	Pressão Hertziana (P_H) [GPa]	Velocidade total (U_T) [m/s]
60 - 333	1.0	20
80 - 353	1.5	40
100 - 373	2.0	60

Tabela 6.16- Condições de funcionamento usadas na obtenção das curvas de tracção para o lubrificante MIL-L-23699.

A obtenção de cada curva de tracção é feita pela combinação destas condições de funcionamento fazendo variar a taxa de escorregamento (VE) desde 0% até, aproximadamente, os 10%. Para cada temperatura de entrada é realizado o varrimento para as três pressões e em cada pressão Hertziana é também realizado o varrimento nas três velocidades. Como se pode constatar, irão obter-se no total 27 curvas de tracção.

Algumas das propriedades do lubrificante, como sejam a viscosidade, a massa específica, a condutividade térmica e o calor específico estão discriminadas na Tabela 6.17. De salientar que é aplicada a lei de Barus (com temperatura inversa) para a definição da viscosidade em função da pressão e da temperatura.

	Parâmetro	Temperatura			Unidades
		60 °C	80 °C	100 °C	
Viscosidade	η	1.3268×10^{-02}	7.7706×10^{-03}	5.0058×10^{-03}	[Pa.s]
	α_{η}	1.2841×10^{-08}	1.1813×10^{-08}	1.1029×10^{-08}	[Pa ⁻¹]
	β_{η}	$3.2793 \times 10^{+03}$	$3.0153 \times 10^{+03}$	$2.7796 \times 10^{+03}$	[°K]
Massa Específica	ρ	$9.6828 \times 10^{+02}$	$9.5324 \times 10^{+02}$	$9.3820 \times 10^{+02}$	[kg/m ³]
	$\alpha_{1\rho}$	0.6×10^{-09}	0.6×10^{-09}	0.6×10^{-09}	[Pa ⁻¹]
	$\alpha_{2\rho}$	1.7×10^{-09}	1.7×10^{-09}	1.7×10^{-09}	[Pa ⁻¹]
	β_{ρ}	0.76×10^{-03}	0.76×10^{-03}	0.76×10^{-03}	[°K ⁻¹]
Condutividade	k_F	0.15614	0.15168	0.14723	[W/m.°K]
	α_{1k}	2.0×10^{-10}	2.0×10^{-10}	2.0×10^{-10}	[W/m.°K.Pa]
	α_{2k}	3.3×10^{-10}	3.3×10^{-10}	3.3×10^{-10}	[Pa ⁻¹]
	C_{pF}	2000	2000	2000	[J/kg.°K]

Tabela 6.17- Propriedades do lubrificante MIL-L-23699.

Para a simulação numérica foi necessário recorrer a outras propriedades do lubrificante, com sejam os seus parâmetros reológicos: o módulo de corte transversal (G_F) e a tensão de corte limite (τ_L). A partir do trabalho desenvolvido por Sottomayor [77] e adoptando o modelo visco-elástico-plástico para o comportamento reológico do lubrificante, os parâmetros obtidos estão apresentados na Tabela 6.18

	Parâmetro	Valor ($T_0 = 80^\circ\text{C}$)	Unidades
Módulo Corte	G_{F0}	$31.771 \times 10^{+03}$	[Pa]
	α_G	3.0225×10^{-09}	[Pa ⁻¹]
	β_G	$6.6040 \times 10^{+03}$	[°K]
Tensão Limite	τ_{L0}	$7.3064 \times 10^{+06}$	[Pa]
	$\alpha_{\tau L}$	1.2698×10^{-09}	[Pa ⁻¹]
	$\beta_{\tau L}$	0.0	[°K]

Tabela 6.18- Módulo de corte transversal (G_F) e a tensão de corte limite (τ_L).

A geometria dos discos empregue nos ensaios experimentais está patente na Tabela 6.19, segundo a nomenclatura apresentada na Figura 6.28.

Parâmetro	Valor	Unidades
$R_{x1} = R_{x2}$	38.0	[mm]
R_{y1}	58.62	[mm]
R_{y2}	1112	[mm]
$L_1 = L_2$	12.0	[mm]

Tabela 6.19- Geometria dos discos para os ensaios experimentais.

No que diz respeito às diferentes propriedades físicas dos materiais, que constituem os discos ensaiados, são adoptados valores normalmente utilizados por diversos autores. Na Tabela 6.20 estão indicados os valores para cada um dos parâmetros.

Designação do Parâmetro	Parâmetro	Valor	Unidades
Módulo de elasticidade ou de Young	$E_1 = E_2$	210	[GPa]
Coeficiente de Poisson	$\nu_1 = \nu_2$	0.3	[/]
Condutividade térmica	k_S	46.0	[W/m.°K]
Calor específico	c_{pS}	460.0	[J/kg.°K]
Massa específica	ρ_S	7800	[kg/m ³]

Tabela 6.20- Propriedades físicas dos discos.

6.4.3. Resultados experimentais vs. numéricos: as curvas de tracção - MIL-L-23699

Na análise do lubrificante MIL-L-23699 foram construídas 27 curvas de tracção, uma para cada combinação das condições de funcionamento (TOE, P_0 e U_T), a partir de 8 pontos cada, correspondendo a um total de 216 casos analisados. Na Tabela 6.21 estão indicadas diferentes informações relativas ao método numérico usado na obtenção das referidas curvas.

Parâmetro	Valor	Unidades
Nº de células em "a"	45	[----]
Nº total de células	203	[----]
Tempo gasto (PC - PIII-450 MHz)	455	[min]

Tabela 6.21- Informações relativas ao processo numérico usado na obtenção das curvas de tracção para lubrificante MIL-L-23699.

A comparação entre as curvas obtidas pelo modelo numérico (linhas a cheio) e as curvas experimentais (pontos) está patente na Figura 6.29. Da análise desta figura podem ser referidos os seguintes aspectos:

- Globalmente, o modelo permite reproduzir, em termos de coeficiente de atrito, os principais efeitos impostos pelas diferentes condições de funcionamento.
- Localmente o modelo tende a prever quer valores superiores quer inferiores aos valores experimentais, dependendo das condições de funcionamento impostas.

Alguns factores podem estar na origem dessas discrepâncias, nomeadamente:

- Algumas das curvas experimentais apresentarem deficiências quer de comportamento quer de valores dos coeficientes de atrito (curvas assinaladas com "*" na Figura 6.29).
- Os parâmetros reológicos utilizados não serem os mais adequados para acondicionar uma gama tão alargada de condições de funcionamento com as condicionantes referidas no ponto anterior.
- O próprio modelo numérico que, para determinadas condições de funcionamento impõe variações muito significativas de temperatura (por exemplo: TOE = 60°C, $P_0 = 2.0\text{GPa}$, $U_T = 60\text{m/s}$ e VE = 10%), poderá estar a prever aumentos de temperatura do lubrificante acima dos valores reais, impondo a diminuição do coeficiente de atrito.

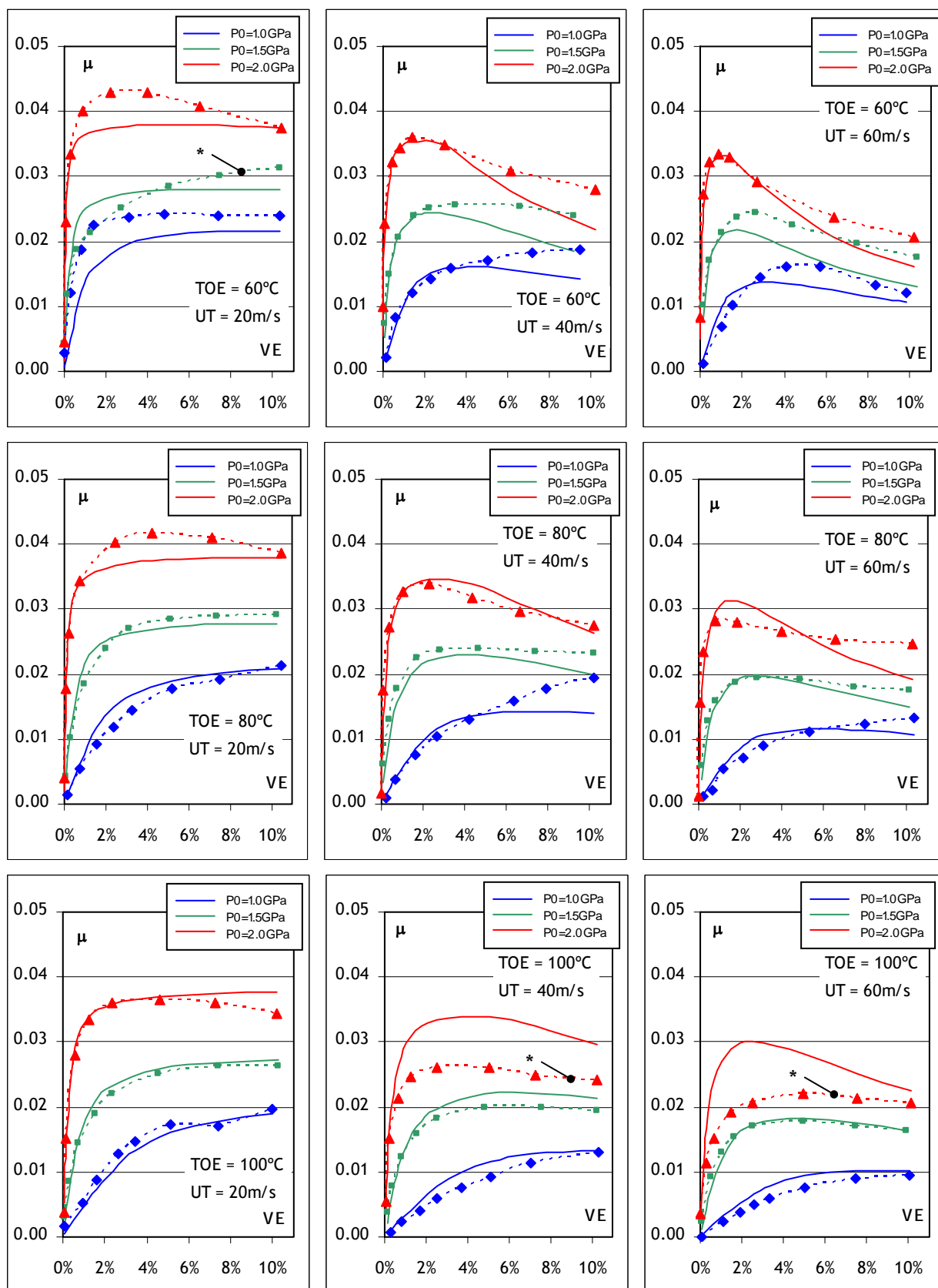


Figura 6.29- Curvas de tracção Experimentais (linhas tracejado) / Numéricas (linhas contínuas) para o lubrificante MIL-L-23699.

Para este lubrificante, o MIL-L-23699, foi obtida uma correlação de 96.30% entre os valores de coeficiente de atrito numéricos e experimentais. Pela Figura 6.30, constata-se que os maiores erros verificam-se para os menores valores de coeficiente de atrito e que 70% dos pontos estão na gama de erro de 0% a 20%.

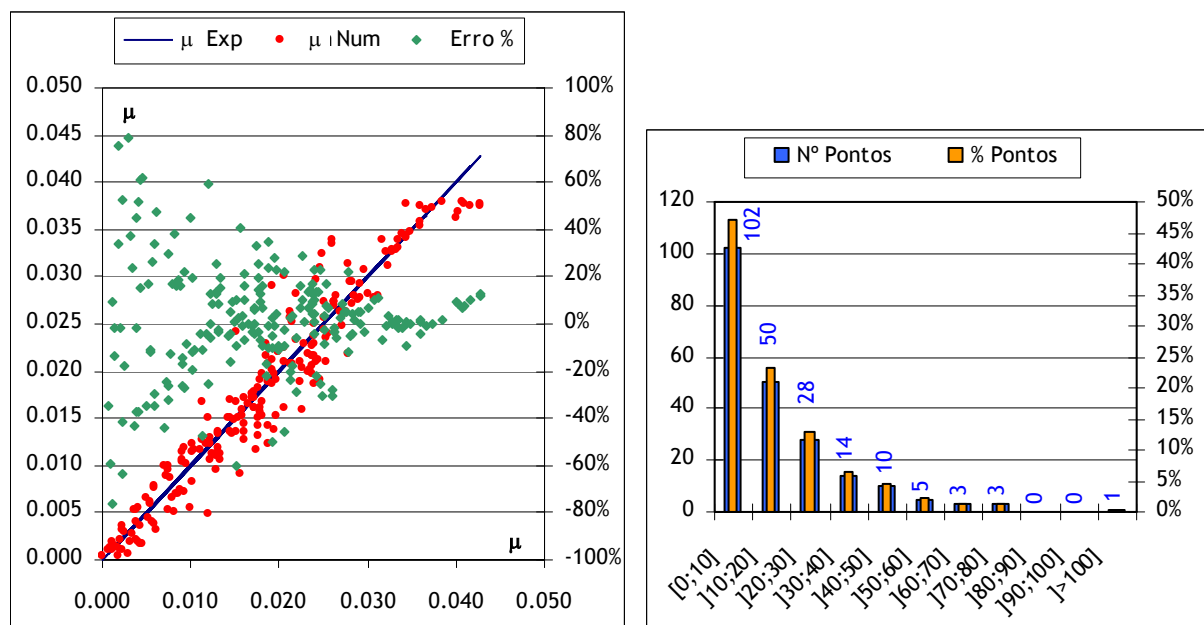


Figura 6.30- Análise da correlação resultados experimentais vs. numéricos para o lubrificante MIL-L-23699.

Admitindo os parâmetros reológicos obtidos para o lubrificante MIL-L-23699, como válidos e os mais adequados para descrever o seu comportamento reológico nas condições de funcionamento impostas, são analisadas em seguida as influências dessas mesmas condições de funcionamento sobre as distribuições de temperatura, a geometria do filme lubrificante e as distribuições de pressão e de corte no lubrificante.

6.4.4. Resultados numéricos: temperaturas do filme e das superfícies - MIL-L-23699

Nos gráficos da Figura 6.31 e da Figura 6.32 são apresentados os aumentos máximos de temperatura das superfícies e do lubrificante MIL-L-23699 para $P_0 = 1.0$ e 2.0GPa e $U_T = 20, 40$ e 60m/s , para as temperaturas de entrada de 60°C e 100°C , respectivamente.

Da análise da Figura 6.31 e da Figura 6.32 é possível entender os principais efeitos da carga, da velocidade total das superfícies e da taxa de escorregamento sobre os aumentos máximos de temperatura, destacando-se os seguintes:

- Com o aumento da carga a transmitir (ou P_0), mantendo todas as outras condições de funcionamento, verificam-se maiores aumentos de temperatura das superfícies e do lubrificante. No entanto, este efeito não se verifica para as taxas de escorregamento mais baixas, para as quais existe um pequeno patamar com temperatura aparentemente constante, correspondente aos aumentos máximos de temperatura no convergente. Como já foi referido anteriormente para os outros lubrificantes, no convergente o efeito da carga é insignificante para o aumento da temperatura.
- Para as solicitações mais severas, entenda-se aqui a conjugação de P_0 e VE elevados, correspondem as maiores diferenças de temperatura entre as superfícies e o lubrificante; a superfície 1 (ATF1), a superfície mais lenta, irá sofrer aumentos de temperatura um pouco superiores em relação à superfície 2 (ATF2).

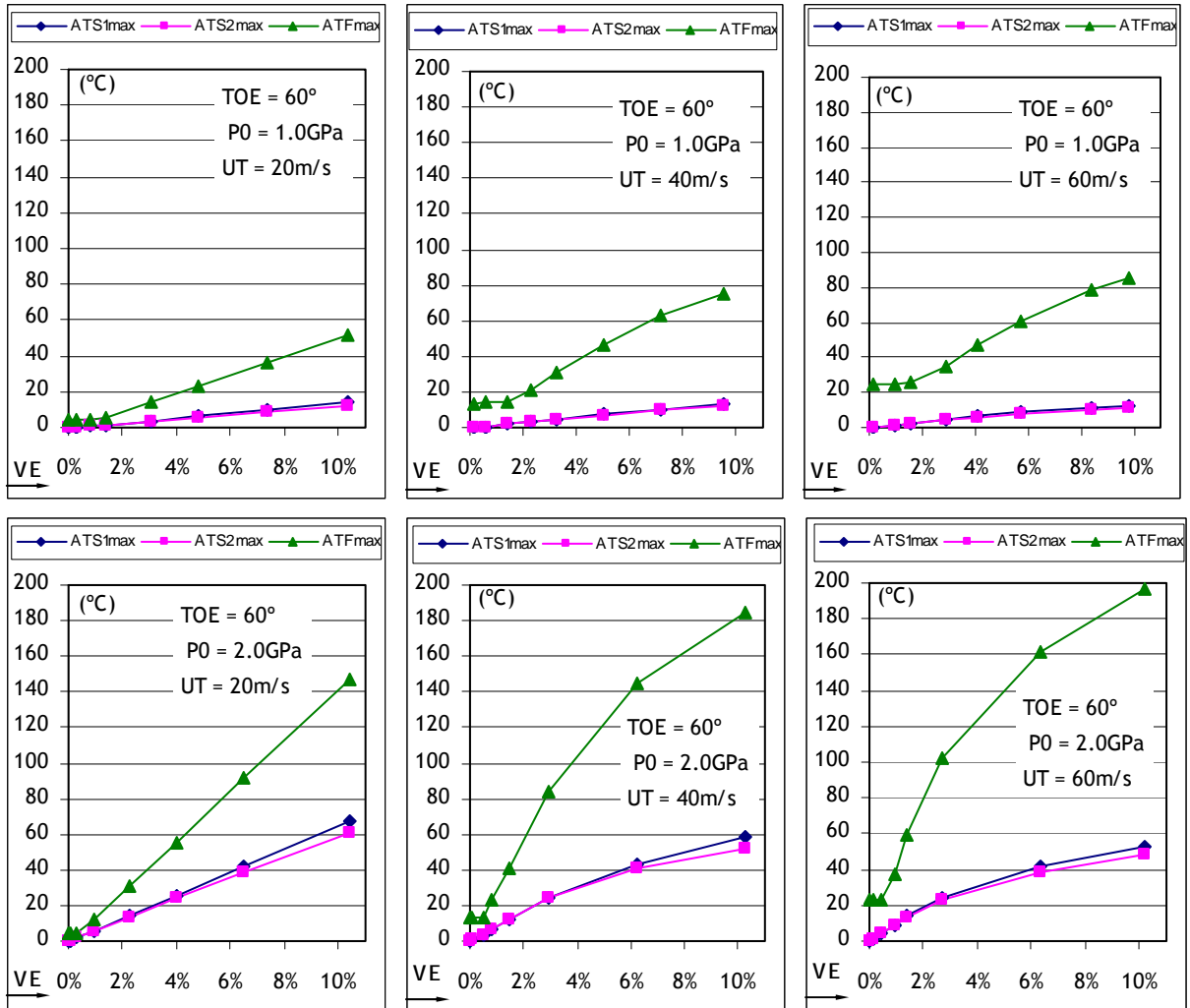


Figura 6.31- Aumentos máximos de temperatura das superfícies e do lubrificante MIL-L-23699, para TOE = 60°C, P_0 = 1.0 e 2.0GPa e U_T = 20, 40 e 60m/s.

- O efeito da velocidade total distingue-se dos outros efeitos na zona do convergente. O nível ou o aumento máximo de temperatura no patamar é definido, como se constata pela Figura 6.31 e Figura 6.32, pela velocidade total das superfícies (U_T).
- Um outro efeito, preponderante nas pressões mais elevadas ($P_0=2.0\text{GPa}$) e também ligado ao aumento da velocidade, é a forma do aumento de temperatura no filme lubrificante, que passa de uma variação quase linear para uma variação não linear. De salientar que a velocidade total está a encobrir o efeito da velocidade de escorregamento, isto é, para as mesmas condições de funcionamento ao duplicar a velocidade total um dos efeitos é a duplicação da velocidade de escorregamento ($U_2 - U_1$) que, na zona Hertziana, impõe o aumento da solicitação do lubrificante ao corte. Como já foi referido, as tensões no filme lubrificante são dependentes do seu comportamento reológico e térmico, o que conduzirá a efeitos também térmicos não lineares.

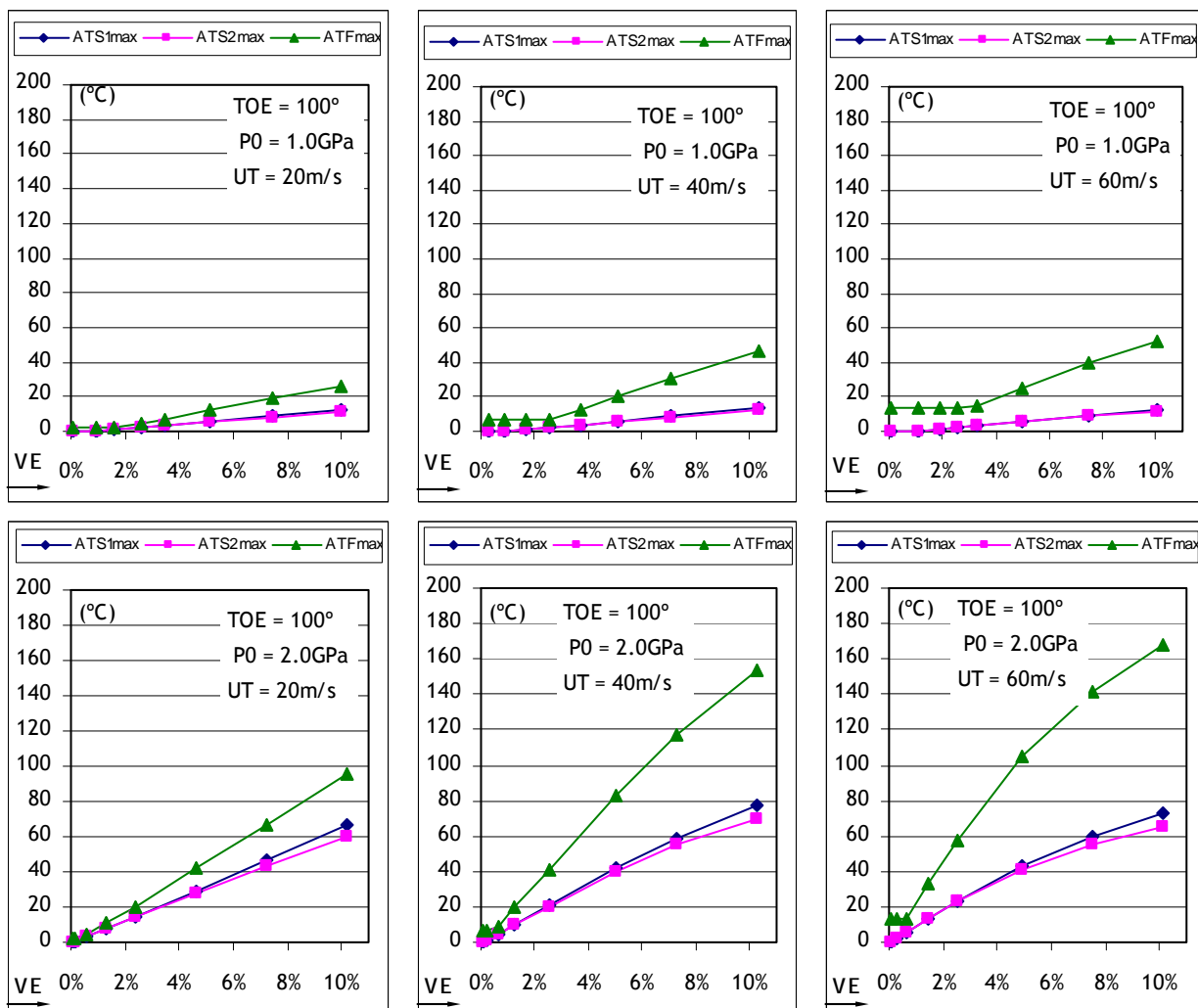


Figura 6.32- Aumentos máximos de temperatura das superfícies e do lubrificante MIL-L-23699, para $TOE = 100^{\circ}\text{C}$, $P_0 = 1.0$ e 2.0GPa e $U_T = 20, 40$ e 60m/s .

Na Figura 6.33 são discriminados os aumentos máximos de temperatura no lubrificante entre os ocorridos no convergente (Conv) e os ocorridos na zona de alta pressão ou zona Hertziana (ZAP), para as mesmas condições de funcionamento impostas para a obtenção da Figura 6.31. Destes gráficos, para além de reforçarem os aspectos referidos, é ainda possível destacar o seguinte:

- No convergente (Conv), o efeito da taxa de escorregamento no aumento máximo de temperatura do lubrificante é cada vez mais acentuado à medida que aumenta a velocidade total.

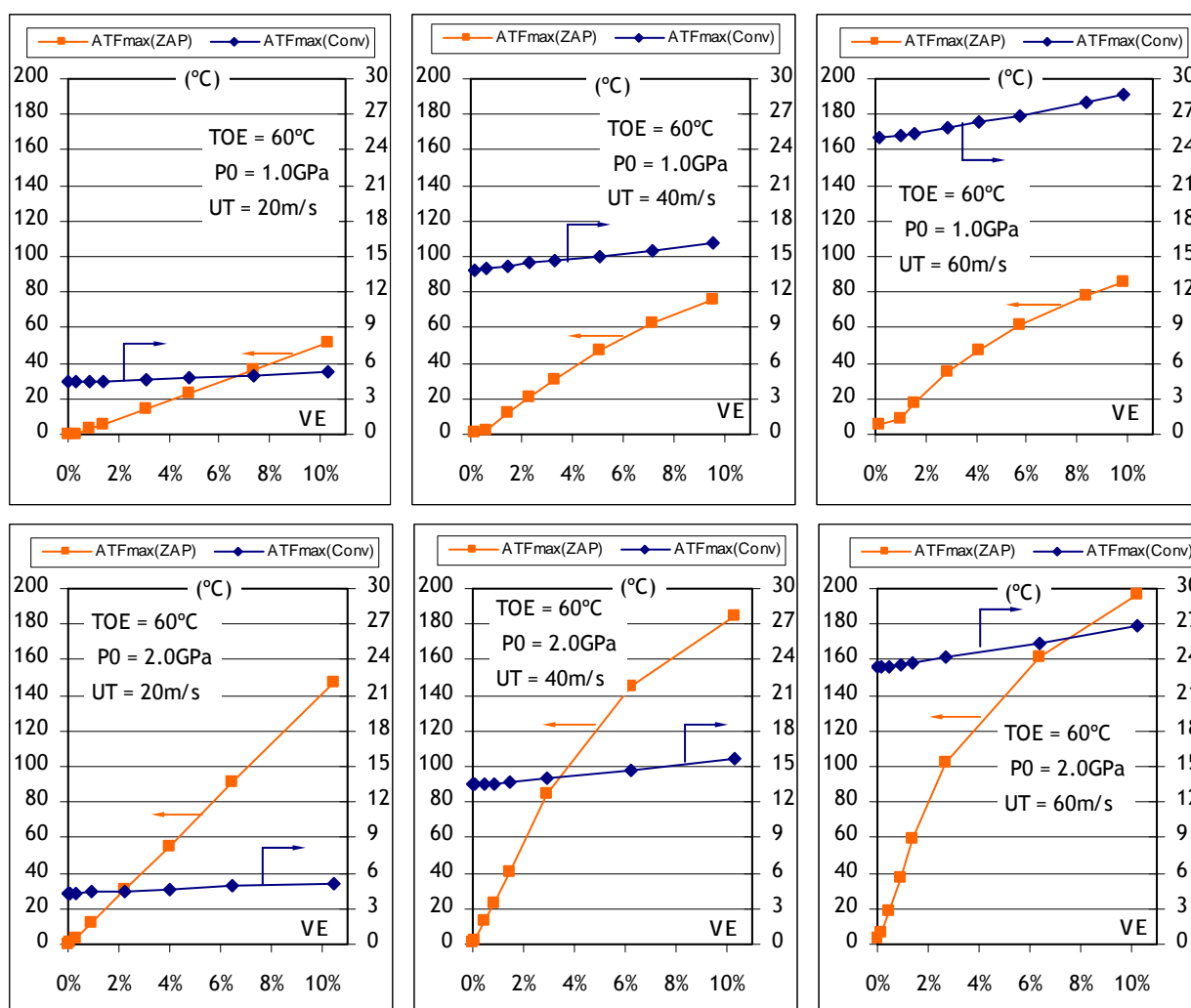


Figura 6.33- Aumentos máximos de temperatura do lubrificante MIL-L-23699 no convergente (Conv) e zona Hertziana (ZAP) para TOE = 60°C, P_0 = 1.0 e 2.0GPa e U_T = 20, 40 e 60m/s.

- Apesar das variações dos aumentos máximos de temperatura no convergente serem pouco relevantes comparativamente com os correspondentes na ZAP, estas mantêm um comportamento linear nas diferentes condições de funcionamento, o que não acontece na ZAP, como já referido anteriormente. Este comportamento linear é explicado pelo facto de no convergente os efeitos não Newtonianos nas tensões de corte no lubrificante não ocorrerem.

Na Figura 6.34 são apresentados os aumentos de temperatura na transição Conv / ZAP ($x=-a$), para todas as combinações de condições de funcionamento. Em relação a esta figura podem ser referidos os seguintes aspectos ligados à influência das condições de funcionamento:

- A carga a transmitir pelo contacto (ou P_0) tem uma influência que pode ser desprezada, exceptuando para determinadas condições de funcionamento ($TOE = 60^\circ\text{C}$, $U_T = 60\text{m/s}$ e baixos valores de VE). Sendo a zona de transição Conv / ZAP uma zona de influência comum, poderá questionar-se qual das zonas é que estará a condicionar os aumentos de temperatura em $x = -a$, mediante a maior ou menor influência da carga (ou P_0) sobre esse aumento de temperatura. Como se tem constatado, nas sucessivas análises para os diferentes lubrificantes, a carga (ou P_0) impõe uma influência sobre os aumentos de temperatura do lubrificante no convergente que pode ser desprezada em relação aos aumentos de temperatura na ZAP. Assim, quando a influência da carga (ou P_0) é notada ao nível da abcissa $x=-a$, poderá significar uma maior influência dos aumentos de temperatura na ZAP sobre a abcissa $x=-a$.
- Como tem sido verificado, o efeito do aumento da velocidade total é notado quer ao nível do convergente quer ao nível da ZAP. No convergente, o aumento da velocidade total promove o aumento do fluxo inverso e o aumento da componente piezoviscosa do lubrificante. A conjugação destes dois factores proporciona maiores dissipações viscosas condicionando o aumento da temperatura nesta zona. Na ZAP, o aumento da velocidade total impõe o aumento das tensões de corte (admitindo uma determinada taxa de escorregamento) conduzindo, também, ao aquecimento viscoso do lubrificante. Como resultado, o aumento da velocidade total promove o aumento de temperatura na abcissa $x=-a$, uma vez que esta posição se encontra na zona de transição, comum ao convergente e à ZAP.

- Considerando maiores taxas de escorregamento, a diferença entre as velocidades das superfícies também serão maiores, impondo elevadas velocidades de deformação do filme lubrificante. Das elevadas velocidades de deformação resulta o aquecimento viscoso do lubrificante. Como tem sido constatado, o efeito da taxa de escorregamento (VE) é mais pronunciado na ZAP do que no convergente. No entanto, o efeito de VE é sempre produzido no mesmo sentido em ambas as zonas, convergente e ZAP, isto é, sempre no sentido do aumento da temperatura do lubrificante. Na abscissa $x=-a$ o efeito do aumento de VE corresponde a aumentos de temperatura do lubrificante, em especial para os valores mais elevados de VE.
- Quanto maior é a temperatura de alimentação (TOE) menores são os aumentos de temperatura necessários para atingir as condições de equilíbrio térmico no interior do contacto, atenuando os efeitos anteriormente referidos das restantes condições de funcionamento.

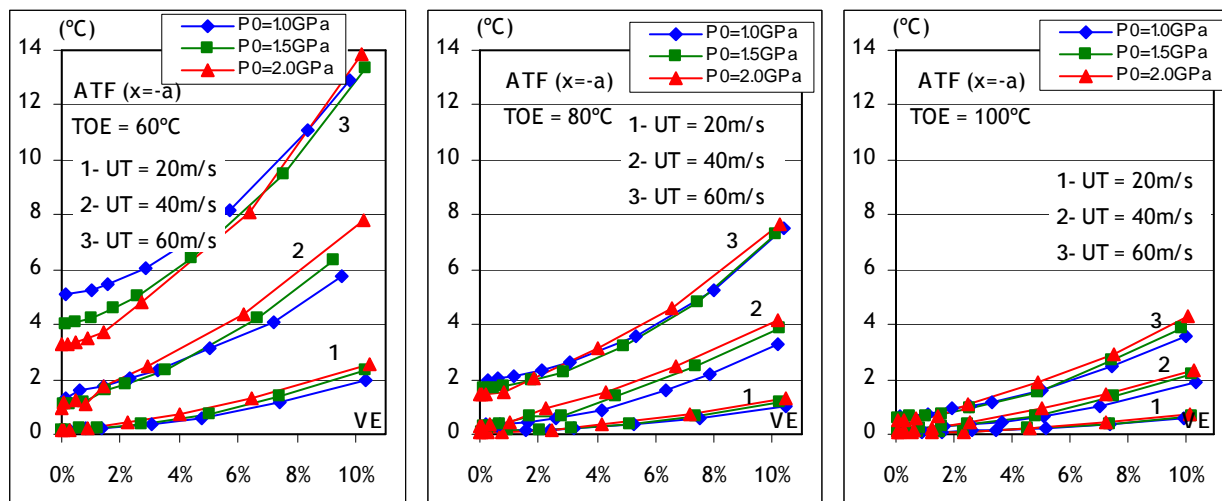


Figura 6.34- Aumentos máximos de temperatura do lubrificante MIL-L-23699, abscissa $x=-a$.

6.4.5. Resultados numéricos: a geometria do filme lubrificante - MIL-L-23699

Para abordar a análise do efeito das condições de funcionamento sobre a geometria do filme lubrificante foram escolhidas algumas das combinações possíveis das condições de funcionamento de forma a evidenciar esses efeitos. Assim, com a Figura 6.35 pretende-se mostrar o efeito da velocidade total, mantendo a TOE = 60°C e a $P_0 = 1.5\text{GPa}$; com a Figura 6.36 apresenta-se o efeito da carga (P_0), mantendo a TOE = 80°C e a $U_T = 40\text{m/s}$; com a Figura 6.37 pretende-se mostrar o efeito da temperatura de alimentação (TOE), mantendo a $P_0 = 1.0\text{GPa}$ e a $U_T = 20\text{m/s}$.

Influências da velocidade total (U_T - Figura 6.35):

- A velocidade total é a principal causa dos aumentos de temperatura no convergente, como pode ser verificado nas distribuições dos aumentos de temperatura, promovendo a diminuição da viscosidade do lubrificante nessa mesma zona e condicionando o aumento da espessura do filme que seria mais acentuado em condições de temperatura constante.
- Restringindo a análise à transição convergente /ZAP e para as taxas de escorregamento mais altas, o aumento da U_T impõe aquecimentos mais acentuados (conforme a Figura 6.34) promovendo a descida da viscosidade e consequente diminuição da espessura do filme lubrificante nessa zona quando comparado com o centro do contacto.
- No interior da ZAP, dependendo das condições de funcionamento, os aumentos de temperatura promovidos pela combinação U_T e VE elevados, são responsáveis pelo contrariar da diminuição de espessura verificada na entrada da ZAP, devido à diminuição da massa específica do lubrificante.

Os efeitos da carga (P_0 - Figura 6.36):

- Os efeitos esperados são o aumento da área da ZAP e a diminuição da espessura do filme lubrificante com o aumento da pressão máxima Hertziana (P_0).
- No início da ZAP, o efeito conjugado da velocidade total e da taxa de escorregamento mantém-se, independentemente da carga (P_0) envolvida.
- No centro do contacto ($x=0$) o aumento acentuado da temperatura promove a diminuição da massa específica, tendo como consequência o achatamento da geometria, ou até mesmo mudar o sentido da concavidade da geometria do filme (P_0 mais elevada).
- Na saída da ZAP, a perda de significado da designada espessura mínima do filme lubrificante.

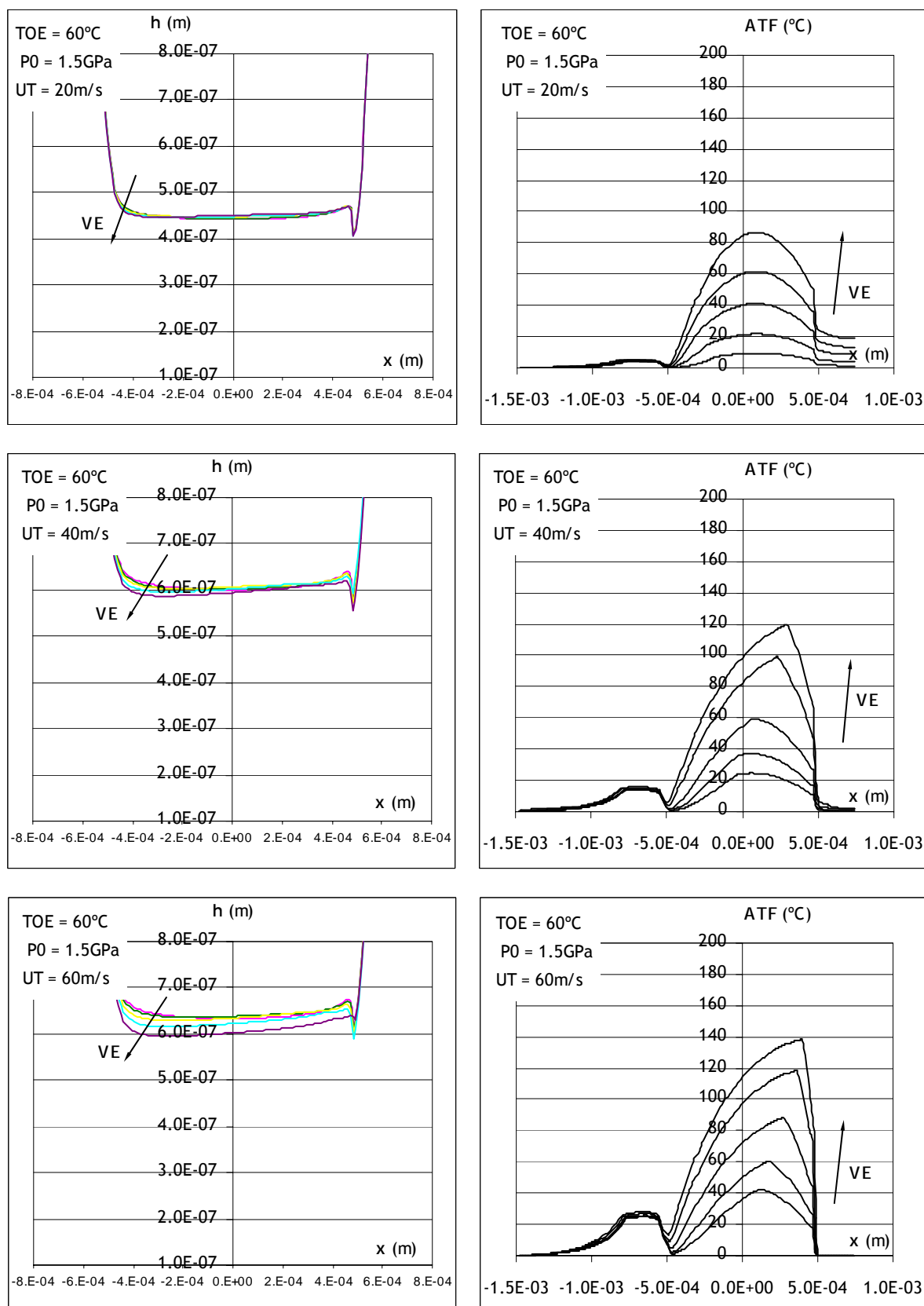


Figura 6.35- Geometrias do filme e aumentos de temperatura do lubrificante para TOE = 60°C e P₀ = 1.5GPa - MIL-L-23699.

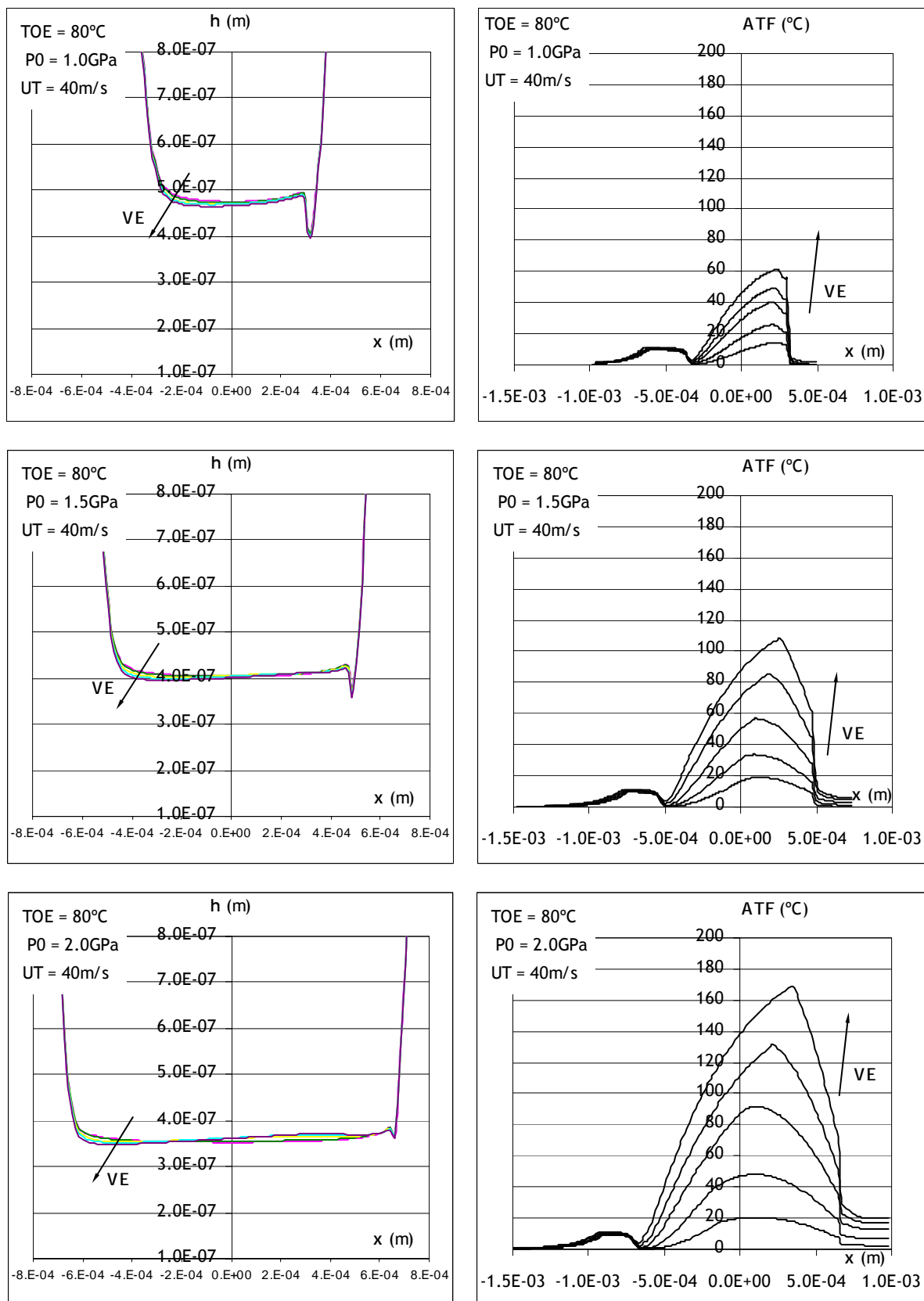


Figura 6.36- Geometrias do filme e aumentos de temperatura do lubrificante para TOE = 80°C e $U_T = 40\text{m/s}$ - MIL-L-23699.

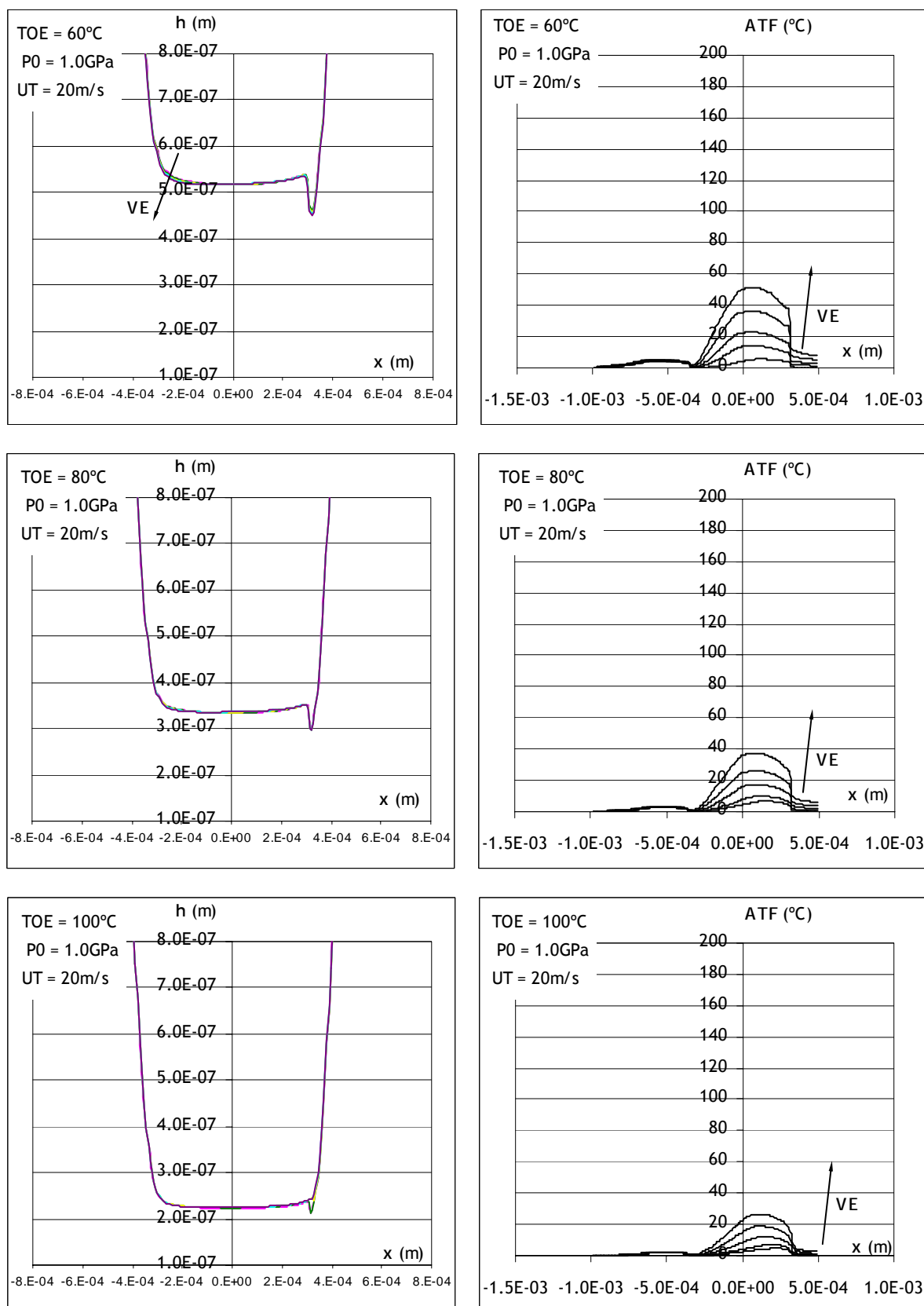


Figura 6.37- Geometrias do filme e aumentos de temperatura do lubrificante para $P_0 = 1.0\text{GPa}$ e $U_T = 20\text{m/s}$ - MIL-L-23699.

Os efeitos da temperatura de alimentação do lubrificante (TOE - Figura 6.37):

- O aumento da TOE impõe uma diminuição global da espessura do filme lubrificante e também uma diminuição global dos aumentos de temperatura do lubrificante.
- O aumento da TOE, em termos locais e nas condições de funcionamento apresentadas para a figura em análise, provoca uma redução acentuada do efeito de restrição da espessura na saída da ZAP, com a consequente perda de significado da espessura mínima do filme lubrificante nessa posição.

Na Figura 6.38 são apresentadas as variações do factor de correcção térmica ϕ_T com as diferentes condições de funcionamento impostas na realização dos ensaios com o lubrificante MIL-L-23699.

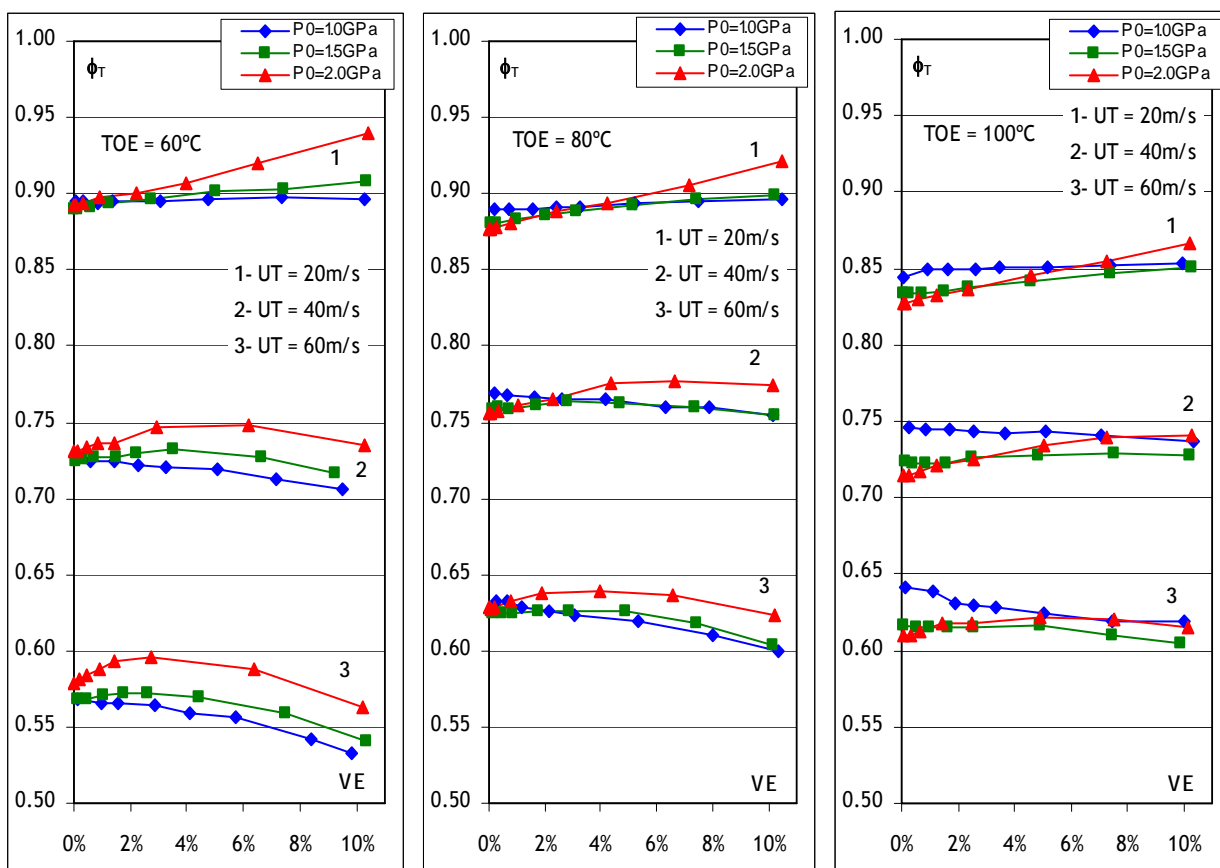


Figura 6.38- Factor de correcção térmica ($\phi_T = \frac{h_{0T}}{h_{0isot}}$) para o lubrificante MIL-L-23699.

Os aspectos preponderantes a referir em relação à influência das condições de funcionamento sobre o ϕ_T são:

- A velocidade total (U_T) é a principal condição de funcionamento na definição de ϕ_T , perdendo um pouco da sua influência com o aumento da TOE.
- A pressão máxima de Hertz (P_0) vai perdendo a sua influência com o aumento da TOE e para as maiores U_T .
- O aumento da taxa de escorregamento impõe variações mais significativas para a carga mais elevada e para as TOE mais baixas.

6.4.6. Resultados numéricos: distribuições de pressão e tensões de corte no lubrificante - MIL-L-23699

Na Figura 6.39 são apresentadas as distribuições de pressão e de tensões de corte para a condição de temperatura de entrada do lubrificante TOE = 60°C, evidenciando os efeitos produzidos pela variação de pressão máxima de Hertz ($P_0 = 1.0\text{GPa} \rightarrow 2.0\text{GPa}$), pela variação da velocidade total ($U_T = 20 \text{ m/s}$, 40m/s e 60m/s) e pela variação da taxa de escorregamento (VE).

Das distribuições de pressão apresentadas na Figura 6.39 é possível verificar que a principal condição de funcionamento que provoca variações mais significativas nestes perfis é a força normal imposta ao contacto (representada pela pressão máxima de Hertz, P_0). Assim, a passagem da pressão máxima de Hertz de 1.0GPa para 2.0GPa , promove o aumento significativo da área de alta pressão, ZAP.

A variação pontual com mais significado é a diminuição do pico de pressão, na saída do contacto, com o aumento da velocidade total. Ainda de referir, a influência sem significado da taxa de escorregamento sobre as distribuições de pressão.

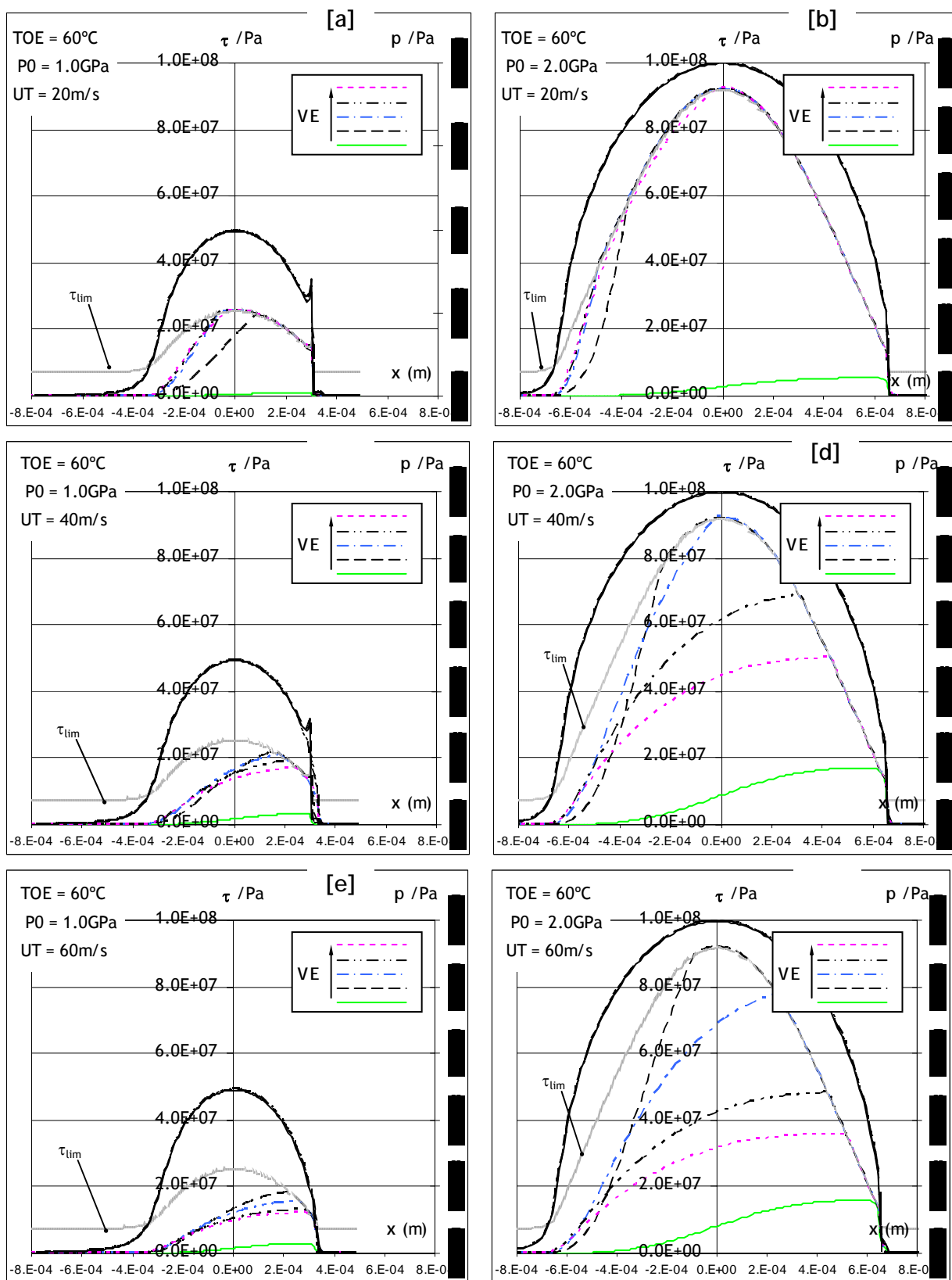


Figura 6.39- Distribuições de pressão e tensões de corte no lubrificante para TOE = 60°C - MIL-L-23699.

Pela análise das distribuições de tensão de corte, apresentadas na Figura 6.39, é também possível detectar os efeitos de algumas das condições de funcionamento sobre estas curvas.

Uma das condições de funcionamento que se destaca é a taxa de escorregamento. O aumento de VE impõe o aumento assintótico das tensões de corte até determinados valores (Figura 6.39 -a- e -b-) ou o aumento de VE impõe o aumento das tensões de corte até um valor máximo, seguindo-se a sua diminuição (Figura 6.39 -c-, -d-, -e-, e -f-). Estes diferentes comportamentos das tensões de corte dependem das restantes condições de funcionamento, que propiciam um menor ou um maior efeito térmico, condicionando as propriedades do lubrificante. Para o fluido MIL-L-23699, o efeito térmico referido faz-se sentir sobre G_F e η_{equil} , que, sendo ambos função da temperatura, diminuem o seu valor com o aumento da temperatura inibindo o aumento das tensões de corte. Uma outra propriedade do lubrificante que poderia estar a limitar o aumento das tensões pelo aumento de temperatura é a tensão de corte limite (τ_{lim}). No entanto, esta não é alterada com a temperatura (Tabela 6.18). Na Figura 6.39 está representada a τ_{lim} que, como se pode constatar, é alterada unicamente pela pressão. Sendo as distribuições de pressão muito idênticas, as curvas de τ_{lim} representadas são validas para todas as curvas de tensão de corte em cada gráfico.

Uma outra condição de funcionamento que também condiciona o comportamento das tensões de corte é a velocidade total das superfícies. A Figura 6.39 mostra que o aumento da velocidade total impõe a diminuição das tensões de corte. Para um dado valor de VE, o aumento da velocidade total promove o aumento da velocidade de deformação impondo maiores aumentos de temperatura. Estes aumentos de temperatura impõem a diminuição das propriedades do lubrificante envolvidas na sua caracterização reológica, que, consequentemente, conduzem à diminuição das tensões de corte.

Na Figura 6.39 pode ainda ser analisado o efeito da pressão máxima de Hertz sobre as distribuições de tensões de corte. Verifica-se que o aumento de P_0 promove o aumento das propriedades do lubrificante fazendo com que as tensões sejam também aumentadas. No entanto, para as situações de velocidades mais elevadas ($U_T = 60\text{m/s}$), os maiores valores de tensões de corte fomentam maiores aumentos de temperatura, tornando mais evidentes os efeitos térmicos.

Um aspecto a referir, também observado na Figura 6.39, é a mudança do perfil das distribuições de tensões de corte com a alteração das condições de funcionamento. Os perfis das tensões de corte são mais simétricos em relação ao eixo das ordenadas, para as condições de funcionamento que proporcionam o aumento mais acentuado das tensões de corte, permitindo atingir mais “cedo” a tensão de corte limite, tomando a forma desta última, logo mais simétricas. As formas mais assimétricas das tensões de corte devem-se às condições de funcionamento que não proporcionam o aumento tão acentuado das tensões, de modo a atingirem a tensão de corte limite, ou os efeitos térmicos a fazerem-se sentir sobre as propriedades do lubrificante, impedindo que este aumente as suas tensões de corte.

Na Figura 6.40 são apresentadas novas distribuições de pressão e de tensões de corte com o objectivo principal de evidenciar a influência da temperatura de alimentação do lubrificante.

Sobre as distribuições de pressão verificam-se os mesmos efeitos da taxa de escorregamento, referido para a Figura 6.39. Uma influência a acrescentar é o da TOE, que, como se pode constatar, o seu aumento impõe a diminuição do pico de pressão na saída do contacto.

Analisando as distribuições de tensões de corte, a Figura 6.40 também apresenta a redução destes valores com o aumento da velocidade total, referida para a Figura 6.39.

Os efeitos do aumento da taxa de escorregamento, referidos para a Figura 6.39, são também verificados para a Figura 6.40. No entanto, a partir da Figura 6.40, constata-se que ocorre uma diminuição do referido efeito de VE com a consideração do aumento da temperatura de entrada do lubrificante. Assim, com principal enfoque para as condições de maior dissipação térmica, o aumento da TOE reduz o efeito térmico, não permitindo uma diminuição tão acentuada das tensões de corte com o aumento de VE.

Uma outra influência, devida ao aumento da TOE, verifica-se na zona inicial da ZAP, onde ocorrem os aumentos mais acentuados de pressão. Quanto maior é a TOE menores são os valores das propriedades do lubrificante. Estando em jogo as influências da componente elástica e da componente viscosa do lubrificante, faz com que os aumentos das tensões de corte também sejam menos acentuados, vindo a atingir a tensão de corte mais “tarde”.

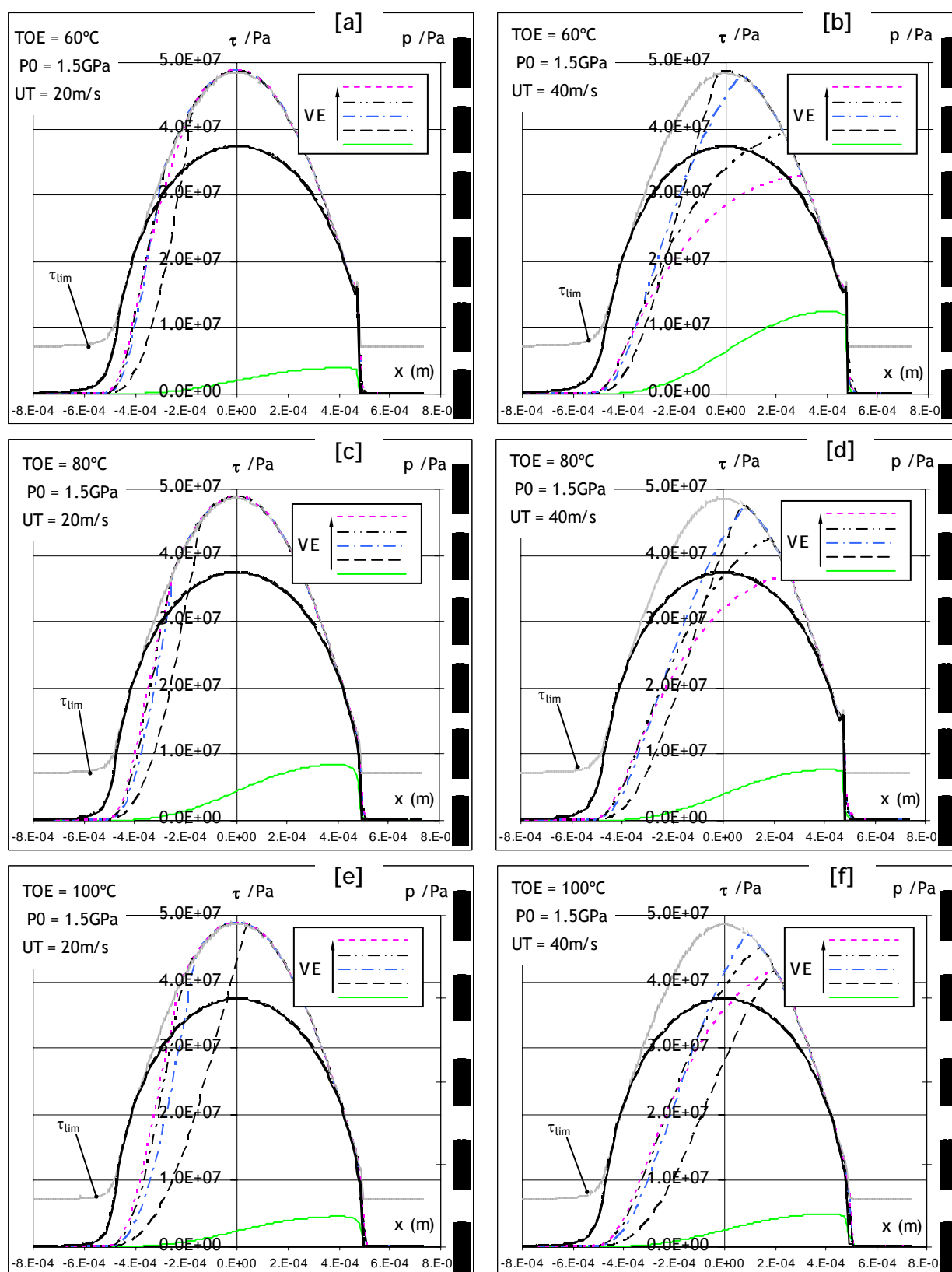


Figura 6.40- Distribuições de pressão e tensões de corte no lubrificante para TOE = 60°C - MIL-L-23699.

6.4.7. Conclusões do lubrificante - MIL-L-23699

Os resultados dos ensaios realizados com o lubrificante MIL-L-23699 permitiu testar o modelo numérico, desenvolvido neste trabalho, numa gama muito alargada de condições de funcionamento. Como foi demonstrado, os resultados numéricos aproximam-se razoavelmente dos resultados experimentais, quer em termos quantitativos quer em termos qualitativos.

Assim, foi possível registar as influências da variação das diferentes condições de funcionamento sobre os aumentos de temperatura, a geometria do filme lubrificante e as solicitações impostas ao lubrificante (pressões e tensões de corte).

- Temperatura de alimentação do lubrificante ($TOE = 60^{\circ}C, 80^{\circ}C$ e $100^{\circ}C$):
 - > Com o aumento da TOE são previstos menores aumentos de temperatura no interior do contacto e a diminuição global da espessura do filme lubrificante.
 - > O aumento da TOE reflecte-se na perda de influência de P_0 e U_T na correcção térmica da espessura do filme lubrificante, ϕ_T .
 - > O aumento da TOE faz-se também sentir na perda de influência de VE e U_T sobre as distribuições de tensão de corte.
- Pressão máxima de Hertz ($P_0 = 1.0GPa, 1.5GPa$ e $2.0GPa$):
 - > O aumento de P_0 , promovendo o aumento das tensões de corte, impõe maiores aumentos de temperatura na ZAP. No convergente, a influência de P_0 sobre os aumentos de temperatura, é desprezável.
 - > O aumento de P_0 promove a diminuição da espessura do filme lubrificante.
- Velocidade total ($U_T = U_M \times 2 = 20m/s, 40m/s$ e $60m/s$):
 - > A velocidade total é o principal factor no aumento de temperatura no convergente.
 - > Na ZAP, o aumento de U_T impõe maiores aumentos de temperatura, sendo estes mais significativos para os maiores valores de VE e P_0 . Estes efeitos térmicos são o principal factor da diminuição das tensões de corte com o aumento de U_T .

- > O aumento da U_T , sendo o principal factor do aumento da espessura do filme lubrificante, promovendo o aumento da temperatura no convergente vai, por outro lado, limitar o próprio aumento da espessura do filme lubrificante.
 - > a velocidade total é também o principal factor na definição do ϕ_T .
- Taxa de escorregamento ($VE \approx 0$ a $\approx 10\%$)
 - > O aumento de VE impõe maiores aumentos de temperatura com principal ênfase na ZAP. A partir de determinados aumentos de temperatura verifica-se a diminuição da densidade do lubrificante que produz alguns aumentos de espessura.
 - > Admitindo uma determinada velocidade total, o aumento de VE promove o aumento das tensões de corte, até os efeitos térmicos se tornarem preponderantes na diminuição das propriedades do lubrificante. A partir daí, o aumento de VE impõe a diminuição das tensões de corte.

6.5. CONCLUSÕES

Neste capítulo foi realizada a aplicação do modelo numérico a ensaios experimentais, abrangendo um conjunto muito alargado quer de condições de funcionamento quer de tipos de lubrificantes, com aplicações práticas distintas.

Partindo da reprodução das curvas experimentais de coeficientes de atrito, foram analisadas as influências das condições de funcionamento sobre os aumentos de temperatura das superfícies e do lubrificante, sobre a geometria do filme e sobre as distribuições de pressão e de tensões de corte. As principais influências das condições de funcionamento foram:

- Temperatura do lubrificante à entrada do contacto - TOE - O aumento da TOE reflecte-se em menores aumentos de temperatura do lubrificante, na diminuição global da espessura do filme lubrificante, na diminuição da correcção térmica (maiores valores de ϕ_T) e na menor influência da taxa de escorregamento.

- Taxa de escorregamento - VE - O efeito do aumento de VE tem principal incidência na zona de alta pressão, constatando-se maiores aumentos de temperatura nessa mesma zona.
- Pressão máxima de Hertz - P_0 - O efeito ao aumento de P_0 verifica-se na zona de alta pressão que, combinado com o aumento de VE , impõe aumentos mais significativos de temperatura do lubrificante. O aumento de P_0 também se repercute na diminuição da espessura do filme lubrificante;
- Velocidade total - U_T - O aumento de U_T reflecte-se no aumento de temperatura do lubrificante, quer no convergente quer na zona de alta pressão. Sendo um dos principais motores do aumento de temperatura no convergente condiciona directamente a espessura do filme na zona de alta pressão, como se verifica pela diminuição dos valores de ϕ_T .

Da análise das influências das diferentes condições de funcionamento foi possível constatar o papel primordial desempenhado pelo lubrificante, quando submetido às diferentes condições de pressão e/ou temperatura. Dada a grande variação destas condições no interior do contacto, foi possível detectar a sua influência na evolução/tendências das tensões de corte no lubrificante.

Na zona de transição e início da ZAP o aumento da pressão, impõe o aumento das propriedades do lubrificante, proporcionando o aumento mais acentuado das tensões de corte. Coexistindo aumentos de temperatura mais acentuados (diminuição das propriedades do lubrificante) o aumento das tensões de corte torna-se mais ténue.

Na ZAP, o aumento da pressão proporciona o aumento das tensões de corte até estas atingirem a tensão de corte limite, adquirindo a evolução da própria τ_{lim} . No entanto, proporcionando-se um aumento mais acentuado de temperatura na ZAP e se as tensões de corte não chegarem a atingir a τ_{lim} , ocorre a diminuição das propriedades do lubrificante conduzindo à diminuição das tensões de corte.

Capítulo 7

Conclusão Geral

7.1. CONCLUSÕES GERAIS

Com este trabalho pretendeu-se acrescentar algumas mais valias na compreensão e na capacidade de análise do fenómeno da lubrificação elastohidrodinâmica.

O estudo apresentado insere-se num grupo de análises para as quais o escoamento do lubrificante no interior do contacto não conformal considera as superfícies lisas, separadas por uma película lubrificante e em condições de normal entrada de fluido (sem restrições na alimentação do lubrificante). São contabilizados os efeitos da dissipação de energia térmica no interior do contacto e os efeitos do comportamento não Newtoniano do lubrificante. Dentro destas condições, o objectivo central foi a construção de uma ferramenta numérica que, a partir de determinadas condições de funcionamento impostas ao contacto, permitisse a determinação dos principais parâmetros, nomeadamente a geometria do filme lubrificante e as distribuições de pressão, de tensões de corte no lubrificante e de temperaturas, que levam ao completo entendimento do interior do contacto.

Foram apresentadas as equações necessárias à formulação do problema de lubrificação elastohidrodinâmica (EHD), definindo o escoamento do lubrificante, a deformação elástica das superfícies, a variação de temperatura no interior do contacto e os diferentes comportamentos reológicos do lubrificante, bem como as equações necessárias à caracterização das propriedades do lubrificante em função da pressão e temperatura.

Foi proposto um modelo numérico constituído por dois grandes blocos iterativos, um de determinação da geometria do filme e distribuição de pressão e outro de tensões de corte e de temperaturas, que interagem entre si num ciclo global também iterativo. Esta ferramenta numérica permite a utilização de diferentes modelos reológicos, introduzindo os efeitos não Newtonianos e térmicos na determinação da espessura do filme e da distribuição de pressão a partir da noção de viscosidade aparente.

Implementado o modelo numérico foram verificadas as principais influências sobre a geometria do filme e sobre as distribuições de pressão, tensões de corte e temperaturas, impostas pelas diferentes condições de funcionamento.

Foram também analisadas as principais influências de duas propriedades físicas do lubrificante que, em diversos modelos numéricos apresentados na literatura, são considerados como constantes ou função da pressão ou da temperatura ou então função da pressão e da temperatura.

Relativamente à massa específica, já há muito tempo se identificou o efeito da pressão [23], apresentando uma influência significativa na geometria do filme da zona Hertziana. O efeito da temperatura, contrário ao da pressão, tem vindo a ser incluído na definição da massa específica. No entanto, como se pode constatar pela literatura (ver Anexo 1), não existem ainda estudos aprofundados da variação da massa específica com a pressão e temperatura, com especial interesse para valores elevados de pressão, como os estudos realizados para a viscosidade. O efeito da massa específica verifica-se ao nível da geometria do filme e pode resumir-se no produto $(\rho.h)$ que deverá manter-se aproximadamente constante na zona de alta pressão. Assim, o aumento da pressão, promovendo o aumento da massa específica, leva a geometria do filme a reagir com diminuição da espessura (h_c diminui num máximo de 4.7% para as condições analisadas); o aumento da temperatura promovendo a diminuição da massa específica conduz a um aumento da espessura do filme lubrificante (h_c aumenta num máximo de 18.3% para as condições analisadas).

Quanto à condutividade térmica do lubrificante verificou-se uma forte dependência da componente de transferência de calor por condução para as superfícies [85]. Dos poucos estudos existentes na definição da variação da condutividade térmica com a pressão (ver Anexo 1), verifica-se um aumento da capacidade de condução com o aumento da pressão.

A consequência directa, resultante da consideração de uma condutividade térmica variável, é a diminuição da temperatura do lubrificante (para as condições de funcionamento que proporcionam maior dissipação térmica ΔATF_{MAX} foi de $-20^{\circ}C$ (19%)) e o aumento da temperatura das superfícies (ΔATS_{MAX} foi de $+8.9^{\circ}C$ (26.3%)), seguindo as consequências indirectas que se verificaram ao nível do aumento das tensões de corte e dos maiores valores de coeficiente de atrito.

Da análise da influência da utilização de um modelo reológico visco-elástico-plástico ou de um modelo visco-elástico com tensão de referência, constatou-se um ligeiro aumento da espessura do filme no centro do contacto e também se destacaram ligeiras diferenças para os aumentos máximos na zona de Hertz.

Tem sido referido na literatura [26] que a consideração do comportamento Newtoniano produz soluções satisfatórias em relação à determinação da espessura do filme lubrificante, dadas as condições de solicitação do lubrificante no convergente e a própria geração do filme ocorrer nessa mesma zona. Mesmo pela aplicação do modelo não Newtoniano de Ree-Eyring a influência sobre a espessura do filme lubrificante é apontada como muito ténue [58]. No entanto, para determinadas condições de funcionamento, pode ser atingida a capacidade limite de tensão de corte do lubrificante, ainda na zona de geração da película do filme [94]. Quer o modelo Newtoniano, quer o modelo não Newtoniano referido, não incorporam a capacidade máxima do lubrificante, podendo-se estimar valores de tensão de corte superiores ao da tensão limite de corte do lubrificante. Desse modo, a utilização de um modelo visco-elástico-plástico poderá conduzir a menores tensões de corte causando ligeiras diminuições de espessura em relação ao modelo visco-elástico com tensão de referência ou de Ree-Eyring.

A utilização de uma viscosidade aparente como forma de introduzir os efeitos não Newtonianos na equação de Reynolds, conduz à obtenção de espessuras do filme lubrificante dependentes do comportamento reológico do lubrificante. Esta forma original e simples de implementar, mostrou-se muito eficaz na representação da viscosidade que permite incorporar quer a componente linear elástica quer a componente não linear viscosa da reologia do lubrificante. Estes aspectos têm mostrado os seus efeitos tanto na

geração da espessura do filme como na distribuição de pressão. No entanto, são ainda necessárias confrontações com resultados experimentais, com principal destaque de geometrias do filme lubrificante. Para as condições de funcionamento analisadas e tomando por referência a viscosidade aparente, verifica-se que as diferenças de espessura no centro do contacto com o aumento da pressão máxima de Hertz, apresentam aumentos de 4.5% a 7.6% usando a viscosidade de equilíbrio de Roelands, e de 15.8% a 19.8% usando a viscosidade de equilíbrio de Barus.

A validação do modelo numérico implementado foi concretizada pela comparação com resultados obtidos a partir de modelos numéricos propostos por outros autores. Da comparação com modelos Newtonianos, verificou-se haver ao nível das temperaturas algumas diferenças, pouco significativas, para as condições de funcionamento extremas, apresentando, no entanto, as mesmas tendências. Um aspecto comum aos diferentes modelos numéricos, mesmo admitindo um comportamento Newtoniano, é o efeito térmico na definição da geometria do filme lubrificante. Este efeito não pode ser desprezado e só apresenta pouco significado para as condições de velocidade de entrada baixa e em rolamento puro [50]. Para as condições com escorregamento, o aumento da taxa de escorregamento, impondo o aumento da temperatura do lubrificante, reduz a espessura mínima e impõe a diminuição do coeficiente de atrito.

Da comparação entre os modelos que admitem o comportamento não Newtoniano do lubrificante resultam ligeiras diferenças nos aumentos de temperatura do lubrificante e das superfícies, com provável consequência nas diferenças, também pouco relevantes, verificadas ao nível das curvas de coeficiente de atrito. Para estes modelos, assim como para os modelos Newtonianos, verifica-se uma acentuada diminuição da espessura mínima com o aumento da taxa de escorregamento.

Um aspecto final que ressalta desta análise é a comparação das curvas de coeficiente de atrito obtidas por dois modelos não Newtonianos: o modelo de Ree-Eyring e o modelo de Bair e Winer. Verifica-se que, para os parâmetros reológicos fornecidos, nomeadamente, a da tensão limite de corte e a tensão de referência ou de Ree-Eyring, e para taxas de escorregamento superiores a cerca de 2%, o modelo de Bair e Winer prevê valores muito superiores de coeficiente de atrito em relação ao modelo de Ree-Eyring. Estas diferenças acentuadas entre coeficientes de atrito estão relacionadas com os parâmetros reológicos referidos. Estes podem não corresponder aos valores reais que

deverão existir no interior do contacto para as condições de pressão e de temperatura impostas. É possível, a partir de valores adequados de parâmetros reológicos, obter curvas de coeficiente de atrito idênticas, quer usando o modelo de Bair e Winer quer o modelo de Ree-Eyring [77].

Como aplicação da ferramenta numérica desenvolvida foram considerados resultados experimentais de três lubrificantes distintos, para os quais estão disponíveis resultados experimentais das curvas de tracção obtidas em máquinas de discos. Dois destes resultam, um de uma publicação apresentada por Wu e Cheng [90] para um lubrificante de engrenagens com a especificação SAE 80W-90 GL-5, e outro resulta de outra publicação apresentada por Gupta et al. [40] para um fluido de tracção. Os resultados experimentais do terceiro lubrificante, foram realizados no âmbito de um Projecto BRITE-EURAM e obtidos numa máquina de discos existente no “Laboratoire de Mécanique des Contacts-LMC” do “Institut National des Sciences Appliquées-INSA” de Lyon em França, para o lubrificante MIL-L-23699, utilizado em aplicações aeronáuticas. Assim, o modelo numérico foi testado numa gama alargada quer de condições de funcionamento quer de tipos de lubrificantes.

Admitindo um comportamento visco-elástico-plástico dos lubrificantes e com os parâmetros reológicos obtidos pelo modelo de Sottomayor [77], foram reproduzidas as curvas de coeficiente de atrito experimentais. Desta aproximação resultaram diferenças percentuais médias de 12.3%, 15.1% e 17.2%, e o modelo mostrou-se com boa capacidade de produzir curvas de atrito representativas de casos reais numa gama muito alargada de condições de funcionamento. No entanto, podem ser apontados alguns aspectos que foram identificados e poderão vir a melhorar a reprodução dos resultados experimentais, nomeadamente:

- Os parâmetros reológicos são obtidos para uma distribuição de pressão Hertziana com uma espessura constante [77], idêntico ao modelo de Grubin, o que não acontece com o modelo desenvolvido, podendo condicionar a resposta do modelo em determinadas condições.
- O modelo numérico desenvolvido, utilizando o método de Tevaarwerk [82] para o cálculo da temperatura do lubrificante, poderá prever aumentos de temperatura do lubrificante, para as condições de maior solicitação do lubrificante, acima dos valores reais, impondo a diminuição antecipada do coeficiente de atrito em relação aos valores experimentais.

Tendo sido admitidos os parâmetros reológicos como os adequados para descrever o comportamento reológico dos três lubrificantes nas diferentes condições de funcionamento, foram analisadas as alterações verificadas ao nível da geometria do filme lubrificante, e ao nível das distribuições de temperatura, de pressão e de tensões de corte, com as variações das condições de funcionamento. Desta análise conclui-se que:

- É incontornável a necessidade de modelizar a componente térmica em análises de contactos EHD, quer ao nível da determinação da geometria do filme lubrificante quer ao nível da avaliação das tensões de corte no lubrificante.
- Os efeitos não Newtonianos, apontados como um dos principais factores, conjuntamente com a temperatura, na definição das tensões de corte no interior da zona Hertziana do contacto, apresentam-se também, para determinadas condições de funcionamento, como estando ligados à redução da espessura do filme lubrificante. Este efeito começa a ser evidenciado, como apresentam Yongbin et al. [94].
- As propriedades físicas envolvidas na formulação de análises de contactos EHD, como sejam a condutividade e a massa específica, influenciam de forma mais ou menos significativa o comportamento do contacto, dependendo das condições de funcionamento. Comparativamente à viscosidade, estas duas propriedades são ainda muito pouco estudadas, isto é, existem poucos trabalhos experimentais que permitam a sua definição em função da pressão e da temperatura no interior de contactos EHD.

Dos efeitos das condições de funcionamento sobre a espessura do filme lubrificante pode concluir-se:

- O efeito da velocidade na entrada (velocidade total (U_T) ou velocidade de rolamento ou média (U_M)) sobre a espessura do filme resulta de um balanço final entre o efeito hidrodinâmico da velocidade para o aumento de espessura e do efeito térmico da velocidade para a redução de espessura. Se por um lado o aumento de velocidade na entrada produz maiores aumentos de pressão produzindo maiores componentes piezoviscosas, por outro lado o aumento da velocidade resulta num aumento de fluxo negativo conduzindo a maiores dissipações viscosas. O próprio aumento de pressão é também apontado como gerador de dissipação por compressão aumentando a componente termoviscosa, mas de menor significado [51].

- O efeito da temperatura de alimentação do lubrificante condiciona a componente termoviscosa, reduzindo a capacidade de formação de espessura de filme.
- O efeito da carga não é sentido sobre os aumentos de temperatura na zona do convergente não alterando a componente termoviscosa nessa mesma zona. O aumento da carga conduz a menores pressões na zona do convergente condicionando o aumento da componente piezoviscosa do lubrificante; menores valores da componente piezoviscosa produzem menores espessuras do filme lubrificante.

A velocidade de deformação imposta pelo escorregamento e a carga aplicada são considerados os principais factores na definição / geração da força de atrito nos contactos EHD. Os efeitos não Newtonianos e os efeitos térmicos são os principais mecanismos que actuam como factores de redução do atrito no contacto. O modelo desenvolvido permite analisar o efeito resultante, correspondendo às influências das condições de funcionamento sobre as forças de atrito no filme lubrificante:

- Para as condições de menores taxas de escorregamento os efeitos não Newtonianos são dominantes.
- Para as condições de maiores velocidades acompanhadas de maiores taxas de escorregamento, o efeito térmico é preponderante.

Os efeitos térmicos impõem a diminuição das tensões de corte pela diminuição das propriedades físicas do lubrificante envolvidas na formulação reológica, como sejam os valores da viscosidade de equilíbrio, de G_F e de τ_{lim} . A diminuição da viscosidade de equilíbrio e de G_F propicia o atraso e o menor declive do aumento das tensões de corte e a diminuição de τ_{lim} baixa o “tecto” ou o limite máximo que as tensões de corte podem atingir.

Os diversos fenómenos que ocorrem no interior do contacto foram postos em evidência pelo modelo desenvolvido. De facto, o modelo possibilita uma análise muito pormenorizada do contacto, isto é, o contacto é dissecado nas suas diferentes zonas, de baixa pressão, alta pressão e transição, permitindo uma análise local, com propriedades do lubrificante e condições de funcionamento locais.

Pelos aspectos apresentados pode considerar-se que o modelo numérico desenvolvido corresponde a uma ferramenta adequada na análise / estudo / investigação de elementos mecânicos que envolvam contactos EHD, permitindo a simulação, muito realista, das condições de funcionamento no interior destes tipos de contactos.

Esta ferramenta pode contribuir como suporte para análises mais realistas de fenómenos que ocorrem em contactos EHD, nomeadamente, a análise dos fenómenos de fadiga no contacto e dos fenómenos de gripagem.

7.2. PERSPECTIVAS DE TRABALHO FUTURO

As perspectivas de trabalho futuro colocam-se em dois níveis:

Desenvolvimento do modelo

- O objectivo principal deste trabalho foi a construção de um modelo numérico que permitisse a inclusão do maior número de variáveis reais existentes num contacto EHD, tendo sido dado destaque à componente térmica e à componente do comportamento não Newtoniano do lubrificante. Uma outra componente a ser incluída é a rugosidade das superfícies envolvidas no contacto, estando prevista como trabalho futuro.
- A solução para a determinação da temperatura no lubrificante na zona Hertziana foi apresentada por Tevaarwerk [82], tendo sido apontada como prevendo aumentos de temperatura por excesso para condições de maior solicitação do lubrificante [77]. A solução para a determinação da temperatura no lubrificante na zona do convergente é obtida a partir do método simplificado proposto por Houpert [48], considerando o aumento de temperatura das superfícies. Ambas as soluções requerem uma validação mais aprofundada a partir da implementação de uma solução térmica mais evoluída ou a partir de resultados experimentais.

Aplicação do modelo

- Parametrização dos fenómenos observados em termos de espessura do filme lubrificante, h_{0T} e ϕ_T , de aumentos máximos de temperatura, $AT_S^{máx}$ e $AT_F^{máx}$, e coeficiente de atrito máximo, $\mu^{máx}$, em função dos parâmetros reológicos do lubrificante e das condições de funcionamento.
- Aplicação do modelo a gamas mais alargadas de condições de funcionamento, como foi o caso do lubrificante MIL-L-23699, com o intuito de correlacionar os resultados para essas condições de funcionamento, obtendo-se equações de definição de espessuras do filme, de factores de correcção térmica e de coeficientes de atrito.
- A incorporação do modelo desenvolvido num modelo de análise da gripagem em contactos EHD ([11] e [14]) (em curso).
- A aplicação do modelo à simulação de casos práticos, como sejam as engrenagens e os rolamentos, com a previsão de espessuras do filme lubrificante, das dissipações de energia térmica e de coeficientes de atrito (em curso).

Bibliografia

- [1] — S. Bair e W. O. Winer, "A Rheological Model for Elastohydrodynamic Contacts Based on Primary Laboratory Data", ASME Journal of Tribology, Vol. 101, p. 258, 1979.
- [2] — S. Bair e W. O. Winer, "Rheological response of lubricants in EHD contacts", Elastohydrodynamics and Related Topics, 5th Leeds-Lyon Symposium on Tribology, p. 162, 1978.
- [3] — S. Bair e W.O. Winer, "The High Pressure Shear Stress Rheology of Liquid Lubricants", ASME Journal of Tribology, Vol. 114, p. 1, 1992.
- [4] — S. Bair, "A Note on the Use of Roelands Equation to Describe Viscosity for EHD Hertzian Zone Calculations", ASME Journal of Tribology, Technical Briefs, Vol. 115, p. 333, 1993.
- [5] — S. Bair, "The variation of viscosity with temperature and pressure for various real lubricants", Transactions of the ASME, Journal of Lubrication Technology, Vol. 123, p. 433-436, 2001.
- [6] — H. Blok, "The Flash Temperature concept", WEAR, Vol. 6, p. 483-494, 1963.

- [7] – L. Bordenet, J.P. Chaomleffel e G. Dalmaz, “Le contact elastohydrodynamique ponctuel lubrifié par un fluide newtonien: modele thermique simplifie”, Publicação do Laboratoire de Mécanique des Contacts - INSA de Lyon, 37 páginas, França, 1991.
- [8] – A. Campos e J. Seabra, “EHD analysis of a roller/inner ring contact in a jet engine roller bearing”, Proceedings of the AGARD Conference - 82nd Structures and Materials Panel Meeting (Specialists’ Meeting: Tribology for Aerospace Systems), Sesimbra, Portugal, 1996.
- [9] – A. Campos e J. Seabra, “Influence of surface roughness in jet engine roller bearings”, Proceedings of the Workshop on Aerospace and Powered Lift Technologies, Universidade da Beira Interior, Covilhã, Portugal, 1997.
- [10] – A. Campos, “Determinação da geometria do filme lubrificante, da distribuição de pressão e das tensões de corte num contacto elastohidrodinâmico. Aplicação a rolamento de rolos”, Tese de Mestrado, DEMEGI, Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto, Porto, Portugal, 1994.
- [11] – A. Campos, J. Castro, A. Sottomayore J. Seabra, “Prediction of the friction coefficient between gear teeth using a mixed film lubrication model”, 29th Leeds - Lyon Symposium, 2002.
- [12] – A. Campos, J. Seabra e A. Sottomayor, “Determinação dos parâmetros reológicos a partir da medição do coeficiente de atrito numa máquina de discos”, Proceedings das 6as Jornadas Portuguesas de Tribologia, Universidade do Coimbra, Portugal, 1998.
- [13] – H.S. Carslaw e J.C. Jeager, “Conduction of heat in solids”, Oxford Science Publications, 2^a Edição, Oxford, UK, 1959.
- [14] – J. Castro, A. Sottomayor e J. Seabra, “Influence of the friction coefficient and oil bath temperature in FZG gears scuffing”, II Congreso Ibérico de Tribología, 2003.

-
- [15] – H.S. Cheng e B. Sternlicht, "A numerical solution for the pressure, temperature and film thickness between two infinitely long lubricated rolling and sliding cylinders, under heavy loads", ASME Journal of Basic Engineering, 1965.
- [16] – H.S. Cheng, "Elastohydrodynamic Lubrication" in "Handbook Lubrication, Theory and Practice of Tribology, Vol II, Theory and Design", Edited by E.R. Booser, CRC Press, Inc., Boca Raton, Florida, USA, 1984.
- [17] – T.F. Conry, "Thermal effects on traction in EHD lubrication", Transactions of the ASME, Journal of Lubrication Technology, Vol. 103, p. 533-538, 1981.
- [18] – T.F. Conry, K.L. Johnson e S. Owen, "Viscosity in thermal regime of EHD traction", Proc. Instn Mech. Engrs, Paper VII (i), p. 219, 1980.
- [19] – F. Couhier, "Influence des rugosités de surface sur les mécanismes de lubrification du contact élastohydrodynamique cylindre-plan", Tese de Doutorado, nº 96-ISAL-0072, INSA, Lyon, 1996.
- [20] – F. Couhier, A. Sottomayor, D. Nélías, J. Seabra e L. Flamand, "Influence du comportement rhéologique du lubrifiant dans un contact EHD-rugueux cylindre-plan", Actes du 12ème Congrès Français de Mécanique, Volume 1, 237 - 240, Strasbourg, France, 1995.
- [21] – F. Couhier, M. L. Dumont, D. Nélías, L. Flamand, A. Campos e J. Seabra, "Influence of the roughness orientation on pitting and micro-pitting initiation", Relatório do Projecto BRITE-EURAM "ELABOMM" (Proposal 5406, Contract BRE2-CT92-0209). Relatório LMC/INSA de Lyon e DEMEGI/FEUP, 23 páginas, 1995.
- [22] – D. Dowson e A.V. Whitaker, "A numerical procedure for the solution of the elastohydrodynamic problem of rolling and sliding contacts lubricated by a Newtonian fluid", Proc. Instn Mech Engrs, vol 180 Pt 3B, pág. 57-71, 1965-66.
- [23] – D. Dowson e G. R. Higginson, (Capítulos 9 e 10 J. F. Archard e A. W. Crook, "Elasto-Hydrodynamic Lubrication", Pergamon Press, SI Edition, (1ª Edição em 1966) 1977.
-

- [24] – D. Dowson e G.R. Higginson, "A numerical solution to the elastohydrodynamic problem", *Journal Mechanical Engineering Science*, Vol. 1, N° 1, 1959.
- [25] – D. Dowson e P. Ehret, "Past, present and future studies in elastohydrodynamics", *Proc. Instn Mech. Engrs*, Vol. 213 Part J, p. 317, 1999.
- [26] – D. Dowson, "Elastohydrodynamic and micro-elastohydrodynamic lubrication", *WEAR* 190, p. 125-136, 1995.
- [27] – D. Dowson, "Osborne Reynolds Centenary (1886-1986)", *Proceedings of the Tribology Group of the Institution of Mechanical Engineers*, Vol. 201, p. 75, 1986.
- [28] – M.L. Dumont, "Étude des endommagements induits par fatigue de roulement dans les contacts elastohydrodynamique pour des aciers M50 et 100Cr6", Thèse de Doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 1997.
- [29] – M.L. Dumont, A Campos, J. Seabra, D. Nélías e L. Flamand, "Observation et analyse des avaries superficielles de fatigue dans les contacts élastohydrodynamiques pour des aciers M50 et 100Cr6", 12^{ème} Congrès Français de Mécanique, Strasbourg, France, 1995.
- [30] – M.L. Dumont, D. Nélías e L. Flamand, "Étude de la propagation de fissures dans un contact Hertzien jusqu' à la formation d' écailles", Partie expérimentale, Rapport n°1 : Essai de faisabilité, convention EDF - DER / INSA VALOR, 1994.
- [31] – C.R. Evans e K.L. Johnson, "Regimes of traction in elastohydrodynamic lubrication", *Proc. Instn Mech. Engrs*, Vol. 200 N° C5, p. 313, 1986.
- [32] – C.R. Evans e K.L. Johnson, "The influence of surface roughness on elastohydrodynamic traction", *Proc. Instn Mech. Engrs*, Vol. 201 N° C2, p. 145, 1987.
- [33] – C.R. Evans e K.L. Johnson, "The rheological properties of elastohydrodynamic lubricants", *Proc. Instn Mech. Engrs*, Vol. 200 N° C5, p. 303, 1986.

-
- [34] – H.P. Evans e R.W. Snidle, "Inverse Solution of Reynolds Equation of Lubrication Under Point-Contact Elastohydrodynamic Conditions", ASME Journal of Lubrication Technology, p. 539, 1981.
- [35] – N. Fang, L. Chang, M.N. Webster e A. Jackson, "A non-averaging method of determining the rheological properties of traction fluids", Tribology International 33, p. 751-760, 2000.
- [36] – B. Gecim e W.O. Winer, "Lubricant limiting shear stress effect on EHD film thickness", Journal of Lubrication Technology, vol. 102, p. 213, 1980.
- [37] – R. Gohar, "Elastohydrodynamics", Ellis Horwood Limited, Chichester, 1988.
- [38] – J.A. Greenwood e J.J. Kauzlarich, "Inlet shear heating in elastohydrodynamic lubrication", ASME Journal of Lubrication Technology, p. 417, 1973.
- [39] – F. Guo e P.L. Wong, "Experimental observation of a dimple-wedge elastohydrodynamic lubrication film", Tribology International 37, p. 119-127, 2004.
- [40] – P.K. Gupta, L. Flamand, D. Berthe e M. Godet, "On the tractions behavior of several lubricants", Transactions of the ASME, Journal of Lubrication Technology, 80 - C2/Lub - 15, 1980.
- [41] – B.J. Hamrock e D. Dowson, "Isothermal Elastohydrodynamic Lubrication of Point Contacts - Part 1 - Theoretical Formulation", ASME Journal of Lubrication Technology, p. 223, 1976.
- [42] – B.J. Hamrock, "Fundamentals of Fluid Film Lubrication", McGRAW-HILL International Editions, 1994.
- [43] – W. Hirst e A.J. Moore, "EHD at high pressures II-Non-Newtonian behaviour", Proc. R. Soc., A360, 403-425, 1978.
- [44] – W. Hirst e A.J. Moore, "Non-Newtonian behaviour in elastohydrodynamic lubrication", Proc. Royal Society (London), Séries A, vol. 337, p. 101, 1974.
-

- [45] – L.G. Houpert e B.J. Hamrock, "Elastohydrodynamic lubrication calculations used as a tool to study scuffing", Proc of the 12th Leeds-Lyon Symposium on Tribology, 1985.
- [46] – L.G. Houpert e B.J. Hamrock, "Fast Approach for Calculating Film Thickness and Pressures in Elastohydrodynamically Lubricated Contacts at High Loads", NASA Technical Memorandum 87032, 1984-85.
- [47] – L.G. Houpert e B.J. Hamrock, "Fast Approach for Calculating Film Thickness and Pressures in Elastohydrodynamically Lubricated Contacts at High Loads", ASME Journal of Tribology, Vol. 108, p. 411, 1986.
- [48] – L. Houpert, "Contribution a l'étude du frottement dans un contact elastohydrodynamique", Tese de Doutorado, IDI 3-8019, INSA, Lyon, 1980.
- [49] – L.G. Houpert, "New Results of Traction Force Calculations in Elastohydrodynamic Contacts", ASME Journal of Tribology, Vol. 107, p. 241, 1985.
- [50] – H.S. Hsiao e B.J. Hamrock, "A complete solution for thermal-elastohydrodynamic lubrication of line contacts using circular non-Newtonian fluid model", Transactions of the ASME, Journal of Lubrication Technology, Vol. 114, p. 540-552, 1992.
- [51] – H.S. Hsiao e B.J. Hamrock, "Non-Newtonian and thermal effects on film generation and traction reduction in EHL line contact conjunctions", ASME Journal of Tribology, Vol. 116, p. 559, 1994.
- [52] – C. Hsu e R.-T. Lee, "An Efficient Algorithm for Thermal Elastohydrodynamic Lubrication Under Rolling/Sliding Line Contacts", ASME Journal of Tribology, Vol. 116, p. 189, 1994.
- [53] – A. Jackson e A. Cameron, "An interferometric study of the EHL of rough surfaces", Trans. ASLE, Vol. 19, p. 50-60, 1974.
- [54] – K.L. Johnson e J.L. Tevaarwerk, "Shear behaviour of elastohydrodynamic oil films", Proc. Royal Society (London), Séries A, vol. 356, p. 215, 1977.

- [55] – K.L. Johnson, "Contact Mechanics", Cambridge University Press, 1985.
- [56] – K.L. Johnson, "Introductory review of lubricant rheology and traction", Elastohydrodynamics and Related Topics, 5th Leeds-Lyon Symposium on Tribology, p. 155, 1978.
- [57] – M.M. Khonsari e D.Y. Hua, "Thermal Elastohydrodynamic Analysis Using a Generalized Non-Newtonian Formulation With Application to Bair-Winer Constitutive Equation", ASME Journal of Tribology, Vol. 116, p. 37, 1994.
- [58] – K.H. Kim e F. Sadeghi, "Non-Newtonian elastohydrodynamic lubrication of point contact", Transactions of the ASME, Journal of Lubrication Technology, Vol. 113, 1991.
- [59] – R.T. Lee e B.J. Hamrock, "A circular non-Newtonian model: Part I - Used in elastohydrodynamic lubrication", Journal of Tribology, vol. 112, p. 486, 1990.
- [60] – X. Liu e P. Yang, "Analysis of the thermal elastohydrodynamic lubrication of a finite line contact", Tribology International 35, p. 137-144, 2002.
- [61] – A.A. Lubrecht, W.E. ten Napel e R. Bosma, "Multigrid, an Alternative Method of Solution for Two-Dimensional Elastohydrodynamically Lubricated Point Contact Calculations", ASME Journal of Tribology, Vol. 108, p. 551, 1986.
- [62] – H.E. Merritt, "Gear tooth contact phenomena", Proc. Inst Mech. Eng., p141-176, 1962.
- [63] – L.E. Murch e W.R.D. Wilson, "A thermal elastohydrodynamic inlet zone analysis", ASME Journal of Lubrication Technology, p. 212, 1975.
- [64] – D. Nélías, E. Legrand, P. Vergne e J.B. Mondier, "Traction behaviour of some lubricants used for rolling bearings in spacecraft applications: experiments and thermal model based on primary laboratory data", ASME, Journal of Tribology, vol.124, p.72, 2002.

- [65] — J.P. O'Donoghue e A. Cameron, "Friction and temperature in rolling sliding contacts", Trans. ASLE, Vol. 9, p. 186-194, 1966.
- [66] — H. Okamura, "A contribution to the numerical analysis of isothermal elastohydrodynamic lubrication", 9th Leeds - Lyon Symposium, 1982.
- [67] — R.K. Pandey e M. K. Ghosh, "A thermal analysis of traction in elastohydrodynamic rolling/sliding line contacts", WEAR, p. 106-114, 1998.
- [68] — R.K. Pandey e M.K. Ghosh, "Thermal effects on film thickness and traction in rolling/sliding EHL line contacts - an accurate inlet zone analysis", WEAR 192, p. 118-127, 1996.
- [69] — L. Ravelojaona, "Approche de la thermique du contact elastohydrodynamic par une technique de radiometrie infrarouge", Tese de Doutorado, n° 91-ISAL-0081, INSA, Lyon, 1991.
- [70] — C.J.A. Roelands, J.C. Vlugter e H.I. Waterman, "The Viscosity-Temperature-Pressure Relationship of Lubricating Oils and Its Correlation With Chemical Constitution", ASME Journal of Basic Engineering, p. 601, 1963.
- [71] — F. Sadeghi e P.C. Sui, "Thermal Elastohydrodynamic Lubrication of Rolling/Sliding Contacts", ASME Journal of Tribology, Vol. 112, p. 189, 1990.
- [72] — H. Salehizadeh e N. Saka, "Thermal Non-Newtonian Elastohydrodynamic Lubrication of Rolling Line Contacts", ASME Journal of Tribology, Vol. 113, p. 481, 1991.
- [73] — D.J. Schipper, P.H. Vroegop e A.W.J. de Gee, "Prediction of lubrication regimes os concentrated contacts", Lubrication Science 3-2, Janeiro, 1991.
- [74] — J. Seabra e D. Berthe, "Influence of Surface Waviness on Elastohydrodynamic Lubrication of Line Contacts", ASLE Transactions, Vol. 30, p. 486, 1987.

- [75] – J. Seabra, “Influence de l’ondulation des surfaces sur le comportement des contacts Hertiens secs ou lubrifies”, Tese de Doutoramento, nº 8-ISAL-0018, INSA, Lyon, 1988.
- [76] – A. Sottomayor, “Análise do comportamento reológico no interior de um contacto elastohidrodinâmico”, Tese de Mestrado, DEMEGI, Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto, Porto, Portugal, 1994.
- [77] – A. Sottomayor, “Reologia de um lubrificante não-Newtoniano no interior de um contacto termoelastohidrodinâmico. Determinação dos parâmetros reológicos de um lubrificante”, Tese de Doutoramento, DEMEGI, Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto, Porto, Portugal, 2002.
- [78] – A. Sottomayor, A. Campos, J. Seabra, “Experimental rheological behaviour of MIL-L-23699 lubricant”, Proceedings of TRIB 2003 - II Congreso Ibérico de Tribología, Universidade de Valência, Valência, Espanha, 2003.
- [79] – A. Sottomayor, A. Campos, J. Seabra, L. Flamand e D. Nélías, “Experimental evaluation and numerical simulation of MIL-L-23699 traction curves”, Proceedings of the 30th “Leeds-Lyon Symposium” on Tribology, Leeds, UK, 2003.
- [80] – T. Sperrfechter e R. Haller, “Elastohydrodynamic lubrication between rolling and sliding ceramic cylinders: an experimental investigation”, ASME, Journal of Tribology, vol. 122, p. 721, 2000.
- [81] – P.C. Sui e F. Sadeghi, “Non-Newtonian Thermal Elastohydrodynamic Lubrication”, ASME Journal of Tribology, Vol. 113, p. 390, 1991.
- [82] – J.L. Tevaarwerk, “Traction calculations using the shear plane hypothesis”, Proc. Of Leeds-Lyon Symposium on Tribology, Paper VIII(iii), pp. 201-215, 1979.
- [83] – S.P. Timoshenko e J.N. Goodier, “Theory of elasticity”, Mc Graw-Hill, International Student Edition, 1970.

-
- [84] – P. Vergne e D. Nélías, “Tribological and rheological properties of a MIL-L-23699 lubricant”, Proceedings of the International Conference, Yokoama, 1995.
- [85] – S. Wang, C. Cusano e T. F. Conry, “Thermal Analysis of Elastohydrodynamic Lubrication of Line Contacts Using the Ree-Eyring Fluid Model”, ASME Journal of Tribology, Vol. 113, p. 232, 1991.
- [86] – S. Wang, T. F. Conry e C. Cusano, “Thermal Non-Newtonian Elastohydrodynamic Lubrication of Line Contacts Under Simple Sliding Consditions”, ASME Journal of Tribology, Vol. 114, p. 317, 1992.
- [87] – S. Wen e P. Yang, “New results to the minimum film thickness and the traction behavior of the non-Newtonian traction TEHL line contacts”, Proceedings of the Japan International Tribology Conference, Vol. 1, p.623-628, Nagoya, 1990.
- [88] – R. Wolf, T. Nonaka, A. Kubo e K. Matsuo, “Thermal Elastohydrodynamic Lubrication of Rolling/Sliding Line Contacts”, ASME Journal of Tribology, Vol. 114, p. 706, 1992.
- [89] – R. Wolff e A. Kubo, “The Application of Newton-Raphson to Thermal Elastohydrodynamic Lubrication of Line Contacts”, ASME Journal of Tribology, Vol. 116, p. 733, 1994.
- [90] – S. Wu e H.S. Cheng, “Empirical determination of effective lubricant rheological parameters”, STLE, Tribology Transactions, Vol. 37, p. 138 - 146, 1994.
- [91] – P. Yang e S. Wen, “The behavior of transient thermal elastohydrodynamically lubricated line contacts, using the Eyring model”, Proceedings of the Japan International Tribology Conference, p. 307, Nagoya, 1990.
- [92] – P. Yang, S. Qu, Q. Chang e F. Guo, “On the theory of thermal elastohydrodynamic lubrication at high slide-roll ratios - line contact solution”, ASME, Journal of Tribology, vol. 123, p. 36, 2001.

-
- [93] – S. Yasutomi, S. Bair e W.O. Winer, "An Application of a Free Volume Model to Lubricant Rheology I - Dependence of Viscosity on Temperature and Pressure", ASME Journal of Tribology, Vol. 106, p. 291, 1984.
- [94] – Z. Yongbin, W. Shizhu e W. Danping, "About the load-carrying capacity of elastohydrodynamic lubrication film", STLE, Tribology Transactions, Vol. 44, p. 1 - 10, 2001.

Lista de Figuras

Figura 1.1- Contacto conformal (a) e contacto não conformal (b).-----	3
Figura 1.2- A evolução da análise dos contactos EHD até ao início dos anos 50. -----	5
Figura 2.1- As zonas características no interior de um contacto elastohidrodinâmico. -----	18
Figura 2.2- Definição geométrica e cinemática do problema. -----	19
Figura 2.3- As tensões em três superfícies de um elemento de volume de um fluido. -----	20
Figura 2.4- Forças aplicadas a um elemento de fluido no interior de um contacto entre dois corpos. -----	27
Figura 2.5- Balanço de um escoamento mássico através de um elemento de volume no plano OXZ. -----	30
Figura 2.6- Geometria do filme lubrificante no plano Oxz. -----	36
Figura 2.7- Distribuição de pressão $p(x)$ a actuar num semi-espaco elástico. -----	37
Figura 2.8- Distribuição de pressão superficial $p(x,y)$ aplicada a um semi-espaco elástico. -----	39
Figura 2.9- Modelo Newtoniano. -----	42
Figura 2.10- Curvas de tracção típicas previstas pelos modelos descritos [33]. -----	46
Figura 2.11- Curvas de tracção típicas previstas pelos modelos descritos com base em $\ln \dot{\gamma}$ [33]. -----	48

Figura 2.12- Curva de tracção típica de um óleo lubrificante: coeficiente de atrito vs taxa de escorregamento.	49
Figura 2.13- Distribuições de pressão e de temperatura para duas taxas de escorregamento diferentes (VE=3.5% e VE=14%).	55
Figura 2.14- Comportamento das diferentes equações de viscosidade para o lubrificante P-150.	56
Figura 2.15- Comportamento das diferentes equações de viscosidade para o lubrificante Santotrac 50.	57
Figura 2.16- Influência da variação da massa específica com a pressão sobre a geometria do filme lubrificante.	58
Figura 2.17- Esquematização do problema térmico de um contacto.	62
Figura 2.18- O plano de corte e os fluxos de calor no contacto EHD.	68
Figura 2.19- Modelo térmico utilizado, com fluxos de calor e distribuição de temperaturas diferentes no filme lubrificante e nos sólidos.	69
Figura 2.20- Zona de débito negativo ou núcleo.	71
Figura 3.1- Modelo Numérico implementado: dados de entrada, condições iniciais e ciclo da geometria do filme lubrificante e da distribuição de pressão, com temperatura constante (T_0).	83
Figura 3.2- Modelo Numérico implementado: obtenção da geometria do filme lubrificante, da distribuição de pressão, das tensões de corte e das temperaturas das superfícies e do lubrificante, com viscosidade aparente.	83
Figura 3.3- Discretização e as condições fronteira.	93
Figura 3.4- Variação de temperatura na célula i pela influência da fonte de calor na célula j.	103
Figura 4.1- Geometria dos discos.	111
Figura 4.2- Leitura dos gráficos na análise das condições de funcionamento.	113
Figura 4.3- Distribuições de pressão e geometrias do filme lubrificante - variação das condições de funcionamento.	114
Figura 4.4- Aumentos de temperatura do lubrificante e das superfícies - variação das condições de funcionamento.	116

Figura 4.5- Tensões de corte no lubrificante e tensão de corte limite - variação das condições de funcionamento.	118
Figura 4.6- Geometria do filme e distribuição de pressão - massa específica função da pressão e temperatura vs. massa específica função da pressão.	121
Figura 4.7- Geometria do filme e distribuição de pressão - massa específica função da pressão e temperatura vs. massa específica constante.	122
Figura 4.8- Tensões de corte - massa específica função da pressão e temperatura vs. massa específica constante.	122
Figura 4.9- Aumentos de temperatura - condutividade térmica do lubrificante função da pressão vs. constante.	123
Figura 4.10- Tensões de corte - condutividade térmica do lubrificante função da pressão vs. constante.	124
Figura 4.11- Geometria do filme lubrificante e distribuição de pressão - condutividade térmica função da pressão vs. constante.	125
Figura 4.12- Geometria do filme e distribuição de pressão - modelo visco-elástico-plástico vs. modelo visco-elástico com tensão de referência.	126
Figura 4.13- Variação da viscosidade no interior do contacto: viscosidade aparente, lei de Barus, lei de Roelands e Volume Livre.	128
Figura 4.14- Distribuições de pressão e geometrias do filme lubrificante: lei de Barus (-B-), viscosidade aparente (-ap-) e lei de Roelands (-R-) - TOE = 80°C, $U_T = 40\text{m/s}$, VE = 1% e $P_0 = 1.0\text{GPa}$, 1.5GPa e 2.0GPa.	130
Figura 4.15- Espessura no centro do contacto (h_0) [a] e variações relativas de (h_0) [b]: lei de Barus (B), viscosidade aparente (ap) e lei de Roelands (R) - TOE = 80°C, $U_T = 40\text{m/s}$, VE = 1% e $P_0 = 1.0\text{GPa}$, 1.5GPa e 2.0GPa.	132
Figura 4.16- Variações de viscosidade pelas leis de Barus (B) e de Roelands (R) e variação da viscosidade aparente (ap) na vizinhança da abcissa $x = -a$ () - TOE = 80°C, $U_T = 40\text{m/s}$, VE = 1% e $P_0 = 1.0\text{GPa}$, 1.5GPa e 2.0GPa.	133
Figura 4.17- Distribuições de pressão e geometrias do filme lubrificante obtidas pelas leis de Barus (B) e de Roelands (R) e pela viscosidade aparente (ap), na vizinhança da abcissa $x = -a$ ()- TOE = 80°C, $U_T = 40\text{m/s}$, VE = 1% e $P_0 = 1.0\text{GPa}$, 1.5GPa e 2.0GPa.	133

- Figura 4.18- Variação com as condições de funcionamento da razão entre a derivada da viscosidade de Barus (B) ou de Roelands (R) e a derivada da viscosidade aparente (ap), na abcissa $x=-a$, e a consequente relação de espessuras no centro do contacto - gráficos [a1], [b1] e [c1]. Variação com o número de Deborah da razão entre a viscosidade de Barus (B) ou de Roelands (R) e a viscosidade aparente (ap), na abcissa $x = -a$ - gráficos [a2], [b2] e [c2]. ----- 135
- Figura 4.19- Correção térmica (ϕ_T) e comparação das curvas de atrito (μ) experimentais e numéricas considerando as viscosidades de Barus (Barus), de Roelands (Roel) e aparente (Apar) - TOE = 80°C, $U_T = 40\text{m/s}$, $P_0 = 1.0\text{GPa}$ e $VE \approx 0\%$ a $VE \approx 8\%$. 136
- Figura 5.1- Distribuição de pressão e geometria do filme lubrificante: $W=1.3 \times 10^{-4}$ e $W=2.3 \times 10^{-4}$, $U=7.3 \times 10^{-11}$ e $G=3500$.----- 143
- Figura 5.2- Aumentos de temperatura das superfícies em contacto na direcção de rolamento Ox (1 - superfície lenta, 2 - superfície rápida): $U=7.3 \times 10^{-11}$ e $U=5.5 \times 10^{-11}$, com $W=1.3 \times 10^{-4}$ e $G=3500$.----- 144
- Figura 5.3- Curvas de atrito para três valores do parâmetro velocidade, para $W=1.3 \times 10^{-4}$ e $W=2.3 \times 10^{-4}$, ($G=3500$).----- 145
- Figura 5.4- Comparação das curvas de atrito a diferentes valores do parâmetro velocidade, para $W=1.3 \times 10^{-4}$ e $W=2.3 \times 10^{-4}$, ($G=3500$).----- 146
- Figura 5.5- Variação da espessura mínima e no centro do filme lubrificante com o parâmetro velocidade U ($W=1.3 \times 10^{-4}$, $W=2.3 \times 10^{-4}$ e $G=3500$).----- 147
- Figura 5.6- Comparação entre os vários modelos numéricos em termos das espessuras mínimas adimensionais e dos aumentos máximos de temperatura do lubrificante para diferentes valores do parâmetro velocidade, para $W=1.3 \times 10^{-4}$ e $G=3500$. ----- 153
- Figura 5.7- Geometria do filme lubrificante e distribuição de pressão - óleo P-150, $VE=0\%$ e $VE=95\%$ ($U=5.0 \times 10^{-11}$ e $W=0.21 \times 10^{-4}$). ----- 157
- Figura 5.8- Geometria do filme lubrificante e distribuição de pressão com os lubrificantes P-150 e Santotrac 50 para $VE=95\%$, com $U=5.0 \times 10^{-11}$ e $W=0.21 \times 10^{-4}$.----- 158
- Figura 5.9- Influência da velocidade na geometria do filme e na distribuição de pressão com o lubrificante P-150, para $VE=95\%$ e com $W=0.21 \times 10^{-4}$.----- 159
- Figura 5.10- Influência da taxa de escorregamento sobre a geometria do filme e a distribuição de pressão - lubrificante P-150, $U=5.0 \times 10^{-11}$ e $W=0.21 \times 10^{-4}$. ----- 160

Figura 5.11- Coeficiente de atrito vs taxa de escorregamento para o lubrificante P-150, $U=2.0 \times 10^{-11}$ e $W=0.21 \times 10^{-4}$. -----	161
Figura 5.12- Geometrias do filme lubrificante e distribuições de pressão ($W=1.3 \times 10^{-4}$, $U=7.3 \times 10^{-11}$, $G=5007$, $VE=10\%$ e $VE=0\%$). -----	167
Figura 5.13- Geometrias do filme lubrificante e distribuições de pressão ($W=2.3 \times 10^{-4}$, $U=7.3 \times 10^{-11}$, $G=5007$, $VE=10\%$ e $VE=0\%$). -----	167
Figura 5.14- Variação, em Ox , dos aumentos de temperatura das superfícies 1 (mais lenta) e 2 (mais rápida), para $W=1.3 \times 10^{-4}$ e $W=2.3 \times 10^{-4}$, com $U=4.0 \times 10^{-11}$ e $G=5007$. 168	
Figura 5.15- Valores máximos de aumento de temperatura do lubrificante com VE , no gráfico [a] para $U=4.0 \times 10^{-11}$ e três cargas diferentes, no gráfico [b] $W=1.3 \times 10^{-4}$ e três velocidades diferentes ($G=5007$). -----	170
Figura 5.16- Variação do coeficiente de atrito com a taxa de escorregamento: no gráfico [a] para $U=4.0 \times 10^{-11}$ e três cargas diferentes e no gráfico [b] $W=1.3 \times 10^{-4}$ e três velocidades diferentes ($G=5007$). -----	171
Figura 5.17- Valores de espessura mínima e no centro do contacto com o escorregamento, no primeiro gráfico para $U=4.0 \times 10^{-11}$ e três cargas diferentes, no segundo $W=1.3 \times 10^{-4}$ e três velocidades diferentes ($G=5007$). -----	172
Figura 5.18- Distribuição de pressão e geometria do filme lubrificante com o modelo B&W ($W=4.0 \times 10^{-5}$, $U=2.0 \times 10^{-11}$, $G=4788$, $\tau_{L0}=2.28 \times 10^6 \text{ N/m}^2$ e $\alpha_{\tau_L}=0.047$). -----	178
Figura 5.19- Distribuição de pressão e geometria do filme lubrificante com o modelo de Ree-Eyring ($W=4.0 \times 10^{-5}$, $U=2.0 \times 10^{-11}$, $G=4788$ e $\tau_0=2.9 \times 10^6 \text{ N/m}^2$). -----	179
Figura 5.20- Perfis de temperatura do lubrificante e das superfícies com o modelo B&W ($W=4.0 \times 10^{-5}$, $U=2.0 \times 10^{-11}$, $G=4788$, $\tau_{L0}=2.28 \times 10^6 \text{ N/m}^2$ e $\alpha_{\tau_L}=0.047$). -----	180
Figura 5.21- Perfis de temperatura do lubrificante e das superfícies com o modelo de Ree-Eyring ($W=4.0 \times 10^{-5}$, $U=2.0 \times 10^{-11}$, $G=4788$ e $\tau_0=2.9 \times 10^6 \text{ N/m}^2$). -----	180
Figura 5.22- Comparação das curvas de atrito: B&W ($\tau_{L0} = 2.28 \text{ MPa}$, $\alpha_{\tau_L} = 0.047$) e Ree-Eyring ($\tau_0 = 2.90 \text{ MPa}$) ($W=4.0 \times 10^{-5}$, $U=2.0 \times 10^{-11}$, $G=4788$). -----	182
Figura 5.23- Comparação das curvas de atrito entre o modelo Campos (2004) e os resultados experimentais publicados por Zhang et al. (1983): B&W ($W=5.5185 \times 10^{-5}$, $U_1=2.8 \text{ m/s}$, $G=4850$, $\tau_L=13.8 \times 10^6 \text{ N/m}^2$, $\alpha_{\tau_L}=0.05$). -----	185
Figura 5.24- Comparação das curvas de atrito entre o modelo Campos (2004) e os resultados experimentais publicados por Zhang et al. (1983): B&W ($W=5.5185 \times 10^{-5}$, $U_1=2.8 \text{ m/s}$, $G=5152$, $\tau_L=13.8 \times 10^6 \text{ N/m}^2$, $\alpha_{\tau_L}=0.05$). -----	186

Figura 6.1- Princípio de funcionamento das máquinas de discos.	190
Figura 6.2- Geometria dos discos usados para ensaiar o lubrificante SAE 80W-90 GL-5 [90].	192
Figura 6.3- Curvas de tracção experimentais (pontos) vs. numéricas (linhas) para o lubrificante SAE 80W-90 GL-5.	196
Figura 6.4- Análise da correlação entre os resultados experimentais e numéricos para o lubrificante SAE 80W-90 GL-5.	197
Figura 6.5- Aumentos máximos de temperatura das superfícies para o lubrificante SAE 80W-90 GL-5.	198
Figura 6.6- Aumentos máximos de temperatura do lubrificante nas zonas de baixa pressão ou convergente (Conv) e de alta pressão ou zona Hertziana (ZAP) - SAE 80W-90 GL-5.	199
Figura 6.7- Aumentos de temperatura do lubrificante na abcissa $x = -a$ - SAE 80W-90 GL-5.	200
Figura 6.8- Geometrias do filme e aumentos de temperatura do lubrificante para T_0 ou TOE de 30°C - SAE 80W-90 GL-5.	201
Figura 6.9- Geometrias do filme e aumentos de temperatura do lubrificante para T_0 ou TOE de 50°C - SAE 80W-90 GL-5.	202
Figura 6.10- Geometrias do filme e aumentos de temperatura do lubrificante para T_0 ou TOE de 75°C - SAE 80W-90 GL-5.	203
Figura 6.11- Factor de correcção térmica $\phi_T = \frac{h_{0T}}{h_{0Isot}}$ para o lubrificante SAE 80W-90 GL-5.	206
Figura 6.12- Distribuições de pressão e tensões de corte no lubrificante para TOE = 30°C e TOE = 75°C - SAE 80W-90 GL-5.	207
Figura 6.13- Distribuições de tensões de corte no lubrificante e a variação da tensão de corte limite (TOE = 30°C e 75°C, $P_0 = 1.0\text{GPa}$ e 2.0GPa , $U_T = 3.7\text{m/s}$ - SAE 80W- 90 GL-5).	209
Figura 6.14- A geometria dos discos usados nos ensaios de discos com o fluido de tracção Santotrac 30 [40].	211
Figura 6.15- Curvas de tracção experimentais (pontos) vs. numéricas (linhas) para o fluido de tracção Santotrac 30.	215
Figura 6.16- Análise da correlação resultados Experimentais / Numéricos para o fluido de tracção Santotrac 30.	216

Figura 6.17- Aumentos máximos de temperatura das superfícies e do lubrificante - Santotrac 30.	217
Figura 6.18- Aumentos máximos de temperatura do lubrificante nas zonas do convergente (Conv) e zona Hertziana (ZAP) para TOE = 70.5°C - Santotrac 30.	218
Figura 6.19- Aumentos máximos de temperatura do lubrificante nas zonas do convergente (Conv) e zona Hertziana (ZAP) para TOE = 105°C - Santotrac 30.	219
Figura 6.20- Aumentos máximos de temperatura do lubrificante na abcissa $x=-a$ - Santotrac 30.	220
Figura 6.21- Geometrias do filme e aumentos de temperatura do lubrificante para TOE = 70.5°C e $P_0 = 0.570\text{GPa}$ - Santotrac 30.	221
Figura 6.22- Geometrias do filme e aumentos de temperatura do lubrificante para $P_0 = 0.913\text{GPa}$ e $U_T = 42.34\text{m/s}$ - Santotrac 30.	223
Figura 6.23- Factor de correcção térmica $\phi_T = \frac{h_{0T}}{h_{0Isot}}$ para o fluido de tracção Santotrac 30.	224
Figura 6.24- Distribuições de pressão e tensões de corte no lubrificante para TOE = 70.5°C - Santotrac 30.	225
Figura 6.25- Distribuições de tensões de corte no lubrificante e a variação da tensão de corte limite para TOE = 70.5°C - Santotrac 30.	227
Figura 6.26- Distribuições de pressão e tensões de corte no lubrificante para TOE = 105°C - Santotrac 30.	228
Figura 6.27- Esquema de funcionamento da máquina de discos [30].	231
Figura 6.28- A macro geometria dos discos.	232
Figura 6.29- Curvas de tracção Experimentais (linhas tracejado) / Numéricas (linhas contínuas) para o lubrificante MIL-L-23699.	237
Figura 6.30- Análise da correlação resultados experimentais vs. numéricos para o lubrificante MIL-L-23699.	238
Figura 6.31- Aumentos máximos de temperatura das superfícies e do lubrificante MIL-L-23699, para TOE = 60°C, $P_0 = 1.0$ e 2.0GPa e $U_T = 20, 40$ e 60m/s	239
Figura 6.32- Aumentos máximos de temperatura das superfícies e do lubrificante MIL-L-23699, para TOE = 100°C, $P_0 = 1.0$ e 2.0GPa e $U_T = 20, 40$ e 60m/s	240
Figura 6.33- Aumentos máximos de temperatura do lubrificante MIL-L-23699 no convergente (Conv) e zona Hertziana (ZAP) para TOE = 60°C, $P_0 = 1.0$ e 2.0GPa e $U_T = 20, 40$ e 60m/s	241

Figura 6.34- Aumentos máximos de temperatura do lubrificante MIL-L-23699, abcissa $x=-a$. -----	243
Figura 6.35- Geometrias do filme e aumentos de temperatura do lubrificante para $TOE = 60^{\circ}\text{C}$ e $P_0 = 1.5\text{GPa}$ - MIL-L-23699. -----	245
Figura 6.36- Geometrias do filme e aumentos de temperatura do lubrificante para $TOE = 80^{\circ}\text{C}$ e $U_T = 40\text{m/s}$ - MIL-L-23699. -----	246
Figura 6.37- Geometrias do filme e aumentos de temperatura do lubrificante para $P_0 = 1.0\text{GPa}$ e $U_T = 20\text{m/s}$ - MIL-L-23699. -----	247
Figura 6.38- Factor de correcção térmica ($\phi_T = \frac{h_{0T}}{h_{0isot}}$) para o lubrificante MIL-L-23699.	248
Figura 6.39- Distribuições de pressão e tensões de corte no lubrificante para $TOE = 60^{\circ}\text{C}$ - MIL-L-23699. -----	250
Figura 6.40- Distribuições de pressão e tensões de corte no lubrificante para $TOE = 60^{\circ}\text{C}$ - MIL-L-23699. -----	253

Lista de Tabelas

Tabela 4.1- Condições de funcionamento.....	111
Tabela 4.2- Propriedades físicas do material dos discos.	112
Tabela 4.3- Módulo de corte transversal (G_F) e a tensão de corte limite (τ_L) - modelo visco-elástico-plástico.....	112
Tabela 4.4- Diferenças absolutas e percentuais dos aumentos máximos de temperatura no lubrificante e na superfície mais quente, passando de $k=k(p)$ para $k=const.$..	124
Tabela 4.5- Módulo de corte transversal (G_F) e a tensão de corte de referência (τ_0) - modelo visco-elástico com tensão de referência.	125
Tabela 5.1- Características dos sólidos em contacto.....	142
Tabela 5.2- Características do lubrificante utilizado.	142
Tabela 5.3- Comparação dos aumentos máximos de temperatura das superfícies: Campos (2004) e Sadeghi et al. [71].	145
Tabela 5.4- Espessura mínima adimensional e aumentos máximos de temperatura do lubrificante a diferentes condições de taxa de escorregamento e rolamento, para a carga $W=1.3 \times 10^{-4}$	148

Tabela 5.5- Comparação das variações de espessura mínima do filme lubrificante (H_m) e dos aumentos de temperatura máxima do lubrificante (ATF _{máx}) com a taxa escorregamento (↓ diminuição; ↑ aumento).	149
Tabela 5.6- Características dos corpos em contacto.	156
Tabela 5.7- Características dos lubrificantes.	156
Tabela 5.8- Características dos corpos em contacto.	166
Tabela 5.9- Características do lubrificante utilizado.	166
Tabela 5.10- Comparação dos aumentos máximos de temperatura das superfícies para $W=1.3 \times 10^{-4}$ e $W=2.3 \times 10^{-4}$, com $U=4.0 \times 10^{-11}$ e $G=5007$	169
Tabela 5.11- Comparação dos aumentos máximos de temperatura do lubrificante para $VE = 10\%$	170
Tabela 5.12- Características dos corpos em contacto.	177
Tabela 5.13- Características do lubrificante utilizado.	177
Tabela 5.14- Comparação dos aumentos máximos de temperatura do lubrificante e das superfícies para $VE=10\%$ ($W=4.0 \times 10^{-5}$, $U=2.0 \times 10^{-11}$, $G=4788$, $\tau_{L0}=2.28 \times 10^6 \text{ N/m}^2$, $\alpha_{\tau_L}=0.047$ e $\tau_0=2.9 \times 10^6 \text{ N/m}^2$).	181
Tabela 5.15- Características dos sólidos em contacto para comparação com os resultados experimentais publicados por Zhang et al. (1983).	183
Tabela 5.16- Características do lubrificante e a sua temperatura de entrada no contacto para comparação com os resultados experimentais publicados por Zhang et al. (1983).	184
Tabela 6.1- As principais características dos três lubrificantes.	191
Tabela 6.2- Características elásticas e térmicas dos discos usados para determinação das curvas de tracção experimentais de um lubrificante para engrenagens com a especificação SAE 80W-90 GL-5 [90].	192
Tabela 6.3- Parâmetros usados na definição da variação da viscosidade com a pressão e a temperatura do lubrificante SAE 80W-90 GL-5 [90].	193
Tabela 6.4- Outras características do lubrificante SAE 80W-90 GL-5 [90].	193
Tabela 6.5- Parâmetros necessários para a definição da variação do módulo de corte transversal com a pressão e a temperatura (com $T_0 = 50^\circ\text{C} = 323^\circ\text{K}$) para o lubrificante SAE 80W-90 GL-5.	194

Tabela 6.6- Parâmetros necessários para a definição da variação da tensão de corte limite com a pressão e a temperatura (com $T_0 = 50^\circ\text{C} = 323^\circ\text{K}$) para o lubrificante SAE 80W-90 GL-5.	194
Tabela 6.7- Condições de funcionamento usadas na obtenção das curvas de tracção do lubrificante SAE 80W-90 GL-5 [90].	194
Tabela 6.8- Informações relativas à aplicação do modelo numérico na obtenção das curvas de tracção do lubrificante SAE 80W-90 GL-5.	195
Tabela 6.9- Características elásticas e térmicas dos discos usados nos ensaios de discos com o fluido de tracção Santotrac 30 [40].	211
Tabela 6.10- Parâmetros usados na definição da variação do módulo de corte transversal com a pressão e a temperatura (com $T_0 = 50^\circ\text{C} = 323^\circ\text{K}$) para o fluido de tracção Santotrac 30.	213
Tabela 6.11- Parâmetros usados na definição da variação da tensão de corte limite com a pressão e a temperatura (com $T_0 = 50^\circ\text{C} = 323^\circ\text{K}$) para o fluido de tracção Santotrac 30.	213
Tabela 6.12- Condições de funcionamento usados na obtenção das curvas de tracção do fluido de tracção Santotrac 30 [40].	213
Tabela 6.13- Informações relativas ao processo numérico usado na obtenção das curvas de tracção para o fluido Santotrac 30.	214
Tabela 6.14- Gama de variação dos parâmetros intervenientes nos ensaios na máquina de discos.	232
Tabela 6.15- Resolução dos parâmetros registados.	233
Tabela 6.16- Condições de funcionamento usadas na obtenção das curvas de tracção para o lubrificante MIL-L-23699.	233
Tabela 6.17- Propriedades do lubrificante MIL-L-23699.	234
Tabela 6.18- Módulo de corte transversal (G_F) e a tensão de corte limite (τ_L).	235
Tabela 6.19- Geometria dos discos para os ensaios experimentais.	235
Tabela 6.20- Propriedades físicas dos discos.	235
Tabela 6.21- Informações relativas ao processo numérico usado na obtenção das curvas de tracção para lubrificante MIL-L-23699.	236

INTRODUÇÃO

Neste anexo foram compiladas as características físicas sobre lubrificantes que foram sendo encontradas na bibliografia consultada e são normalmente utilizadas em análises de contactos EHD. As características recolhidas, valores numéricos ou a sua variação com a pressão e a temperatura, foram: a viscosidade dinâmica, massa específica, condutividade térmica, calor específico, módulo de corte transversal, tensão de referência ou de Ree-Eyring e tensão de corte limite.

A necessidade da confrontação de resultados apresentados na literatura impôs o conhecimento das características acima descritas dos lubrificantes utilizados. O agrupar dessa informação veio ajudar a que a sua procura se tornasse muito mais simples e mais rápida.

A designação adoptada para cada lubrificante é a apresentada na referência. Para os casos em que não é dada qualquer designação esses lubrificantes são aqui denominados por "SD#", onde "SD" representa "sem designação" e o "#" representa um número que foi atribuído aquando do seu registo.

Viscosidade

Grupo A: MIL-L-23699 e MCS 1780

Grupo B: MIL-L-7808

Grupo C: Santotrac 30

Lei de Barus (inversa) [40] e [84]

$$\eta = \eta_0 \exp \left[\alpha_\eta p + \beta_\eta \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right] \quad (\text{A1.1})$$

com η_0 , α_η e β_η calculados pelas equações a seguir apresentadas.

Grupo A [40]

$$\eta_0 = \eta_{00} \exp \left[\beta_1 \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_{00}} \right) + \beta_2 \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_{00}} \right)^2 \right] \quad (\text{A1.2})$$

$$\beta_\eta = \beta_1 + 2\beta_2 \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_{00}} \right) \quad (\text{A1.3})$$

$$\ln(\alpha_\eta \eta_0) = 1.15607 \ln(\eta_0) - 174960 \Leftrightarrow \alpha_\eta = \frac{1}{\eta_0} \exp(1.15607 \ln(\eta_0) - 174960) \quad (\text{A1.4})$$

	T_0 (°K)	η_0 (Pa.s)	β_1 (°K) $\times 10^3$	β_2 (°K ²) $\times 10^5$	Ref. ^a
Móbil Jet II	311.11	27.6×10^{-3}	3.60958	7.76568	[40]
MCS 1780	311.11	39.4×10^{-3}	3.71079	7.39040	[40]

Tabela A1.1- Parâmetros de viscosidade usados nas equações (A1.1) a (A1.4).

Grupo B: (Walowit et al. 1976, segundo Gupta et al. [40])

$$\eta_0 = \exp\{\exp(-3.7048 \ln(T_0) + 22.216)\} - 0.87 (\times 10^{-3} Pa.s) \quad (A1.5)$$

$$\beta = \frac{\partial(\ln \eta_0)}{\partial\left(\frac{1}{T_0}\right)} = \frac{\exp(F_0) \times F_0 \times 3.7048 T_0}{\exp(F_0) - 0.87} (K) \quad (A1.6)$$

com $F_0 = \exp(-3.7048 \ln T_0 + 22.216)$ e

$$\alpha = 7.5808 \times 10^{-10} + \frac{1.0742 \times 10^{-6}}{T_0 - 215.55} \quad (A1.7)$$

Grupo C [40]

$$\log_{10} \log_{10}(\nu + 0.80) = -4.10436 \log_{10} T + 10.3047 \quad (A1.8)$$

$$\alpha = 2.90 \times 10^{-8} \exp\left[-8.31776 \times 10^{-3}(T - 277.78)\right] (Pa^{-1}) \quad (A1.9)$$

A lei Barus (A1.1) é ainda apresentada com a forma (directa) [49]:

$$\eta_B = \eta_0 \exp\left[\alpha_\eta p - \delta_\eta (T - T_0)\right] \quad (A1.10)$$

sendo referido que esta equação não é adequada para muitos lubrificantes, especialmente para minerais a altas pressões. São estabelecidas as relações entre os coeficientes da equação de Barus (directa) e os expoentes da equação de Roelands, a seguir apresentada, [49]:

$$\alpha_\eta = 5.1 \times 10^{-9} Z_0 \left[\ln(\eta_0) + 9.67 \right] \quad (A1.11)$$

$$\delta_\eta = \frac{S_0}{T_0 - 138} \left[\ln(\eta_0) + 9.67 \right] \quad (A1.12)$$

A lei de Roelands [49] e [84], equação referida para lubrificantes minerais mas tem sido utilizada quer para minerais quer sintéticos. Os valores dos expoentes Z_0 e S_0 são considerados independentes da pressão e da temperatura.

$$\eta_R = \eta_0 \exp \left\{ \left[\ln(\eta_0) + 9.67 \right] \times \left[\left(1 + 5.11 \times 10^{-9} p \right)^Z \times \left(\frac{T - 138}{T_0 - 138} \right)^{-S_0} - 1 \right] \right\} \quad (\text{A1.13})$$

Houpert [84], reescreve a equação de Roelands admitindo dois novos coeficientes, um para a pressão α_η^* e outro para a temperatura δ_η^* , dependentes da pressão e da temperatura:

$$\eta = \eta_0 \exp(\alpha_\eta^* \times p - \delta_\eta^* \times \Delta T) \quad (\text{A1.14})$$

com

$$\alpha_\eta^* \times p = \left[\ln(\eta_0) + 9.67 \right] \left[\left(1 + 5.1 \times 10^{-9} p \right)^{Z_0} \left(\frac{T - 138}{T_0 - 138} \right)^{-S_0} - 1 \right] \quad (\text{A1.15})$$

$$\delta_\eta^* = \left[\ln(\eta_0) + 9.67 \right] \times \left(1 + 5.1 \times 10^{-9} p \right)^{Z_0} \frac{S_0}{(T_0 - 138)} \quad (\text{A1.16})$$

Os autores das publicações com a referência [67] e [52] utilizam a equação de Roelands modificando a componente correspondente à temperatura:

$$\eta = \eta_0 \exp \left\{ \left[\ln(\eta_0) + 9.67 \right] \times \left[\left(1 + 5.11 \times 10^{-9} p \right)^{Z_0} - 1 \right] - \delta_\eta (T - T_0) \right\} \quad (\text{A1.17})$$

	T_0 (°K)	η_0 (Pa.s)	α_η (Pa ⁻¹) x10 ⁻⁹	δ_η (°K ⁻¹)	Z_0	S_0	Ref. ^a
Móbil Jet II			13.2	----	----	1.04	[49]
Shell Turbo 33	303	0.08	21.9	----	0.601	1.1	[49] [87]
P-150	323.0	0.01539	22.89	0.03	0.63	----	[67]
SANTOTRAC 50	323.0	0.02513	26.43	0.038	0.90	----	[67]
MIL-L-7808	321.9	0.0009	10.88	0.034	0.43	----	[67]

Tabela A1.2- Parâmetros de viscosidade das equações de Roelands e de Barus (directa).

A lei de volume livre ou WLF modificada [84] e [5] (na forma original [93])

$$\log_{10} \eta = \log_{10} \eta_g - \frac{C_1 \times \left[T - T_g(p) \right] \times F(p)}{C_2 + \left[T - T_g(p) \right] \times F(p)} \quad (\text{A1.18})$$

com

$$T_g(p) = T_{g0} + A_1 \times \ln(1 + A_2 \times p) \quad (\text{A1.19})$$

$$F(p) = 1 - B_1 \times \ln(1 + B_2 \times p) \quad (\text{A1.20})$$

	η_g (Pa.s)	T_{g0} (°C)	A_1 (°C)	A_2 (GPa ⁻¹)	B_1	B_2 (GPa ⁻¹)	C_1	C_2	Ref. ^a
MIL-L-23699	10 ¹²	-107.4	171.96	0.4294	0.1961	17.434	16.342	29.406	[84]
MIL-L-23699	10 ¹²	-87.0	158	0.4476	0.194	18.8	16.03	22.52	[5]
M	10 ⁸	-105.9	143.4	0.7996	0.1688	26.41	12.44	44.65	[5]
D	10 ⁸	-99.21	156.0	0.7885	0.1784	25.11	12.56	44.39	[5]
H	10 ⁸	-98.74	171.1	0.7870	0.1781	26.02	12.64	43.97	[5]
B	10 ⁸	-110.1	133.1	0.8240	0.1557	27.90	12.62	47.02	[5]
134 AZ	10 ¹²	-146.4	173.6	2.000	0.161	21.23	16.64	45.78	[5]
SOMENTOR 31	10 ⁷	-131.0	28.87	11.49	0.270	13.12	11.13	20.13	[5]
T9	10 ⁷	-76.0	228.3	0.7645	0.188	25.84	11.45	30.26	[5]
N1		-63.1	227.0	0.808	0.229	18.67	11.30	30.46	[93]
P1		-64.6	320.6	0.289	0.236	19.74	11.21	32.81	[93]
5P4E		-18.2	169.8	1.480	1.485	0.600	11.19	30.89	[93]
MCS 418		-42.7	277.4	0.706	0.259	8.994	10.74	21.08	[93]
Santotrac 50		-54.7	76.77	3.348	0.282	17.47	10.96	26.59	[93]
Santotrac 40		-41.3	49.26	4.643	0.368	13.20	10.75	18.69	[93]
MCS 460		-43.7	244.8	1.134	0.292	13.43	11.07	25.29	[93]
Krytox 143 AB		-70.6	164.7	1.707	0.199	31.93	11.12	47.75	[93]
LF 5193		-61.7	142.2	1.349	0.177	31.54	11.62	44.41	[93]
XRM 177F		-72.9	380.3	0.260	0.177	22.47	11.40	58.93	[93]
DN 600		-84.0	86.88	1.169	0.226	17.95	11.26	37.71	[93]

Tabela A1.3- Parâmetros de viscosidade da equação WLF ou volume livre.

Na Tabela A1.4 estão indicados os intervalos de temperatura e pressão usados na determinação dos parâmetros para a lei WLF apresentados na Tabela A1.3 [93].

Lubrificante	Intervalos de Observação		
	T (°C)	P (GPa)	Log $\eta(T,p)$
N1	-28.8 » 227	0 » 1.0	-3.2 » 4.1
P1	25 » 150	0 » 0.48	-2.4 » 1.9
5P4E	-28.9 » 227	0 » 0.55	-2.8 » 7.0
MCS 418	-17.8 » 150	0 » 0.48	-2.7 » 4.3
Santotrac 50	-28.9 » 227	0 » 0.48	-3.1 » 4.5
Santotrac 40	25 » 150	0 » 0.48	-2.8 » 3.9
MCS 460	-17.8 » 150	0 » 0.48	-2.8 » 4.0
Krytox 143 AB	-31.7 » 150	0 » 0.48	-2.1 » 4.1
LF 5193	-17.8 » 150	0 » 0.48	-2.6 » 4.2
XRM 177F	-17.8 » 150	0 » 0.48	-2.1 » 3.2
DN 600	-40 » 150	0 » 0.48	-2.7 » 1.7

Tabela A1.4- Intervalos de temperatura e pressão usados na determinação dos parâmetros para a lei WLF apresentados na Tabela A1.3 [93].

Scott Bair [5] fornece valores de piezoviscosidade (α_{η}^{**}), Tabela A1.5, para o cálculo de espessuras do filme lubrificante, referentes a fluidos para transmissões automóveis:

M e D -> com especificações dos U.S.

B -> formulado segundo um standard europeu

H -> utilizado em transmissões variáveis

α_{η}^{**}	30 °C	70 °C	120 °C	Ref. ^a
M	17.4	14.0	11.4	[5]
D	20.0	14.1	11.9	[5]
H	21.7	17.1	12.4	[5]
B	17.3	13.8	10.9	[5]

Tabela A1.5- Valores de piezoviscosidade (α_{η}^{**}) [5].

Da Tabela A1.6 à Tabela A1.9 são apresentados valores de viscosidade e de piezoviscosidade a diferentes temperaturas para alguns lubrificantes.

	T (°C)	η (Pa.s)	α_{η} (Pa ⁻¹)x10 ⁸	Ref. ^a
Santotrac 50	30	0.0456	3.30	[33]
	60	0.0131	2.28	
	90	0.0057	1.77	
	120	0.0031	1.50	

Tabela A1.6- Lubrificante: SANTOTRAC 50, fluido de tracção sintético.

(p=0)	T (°C)	η (Pa.s)	α_{η} (Pa ⁻¹)x10 ⁻⁹	Ref. ^a
LVI 260	90	0.015	20.48	[17]
	120	0.0057	16.77	
	153	0.0026	13.72	
LVI 260	30	0.35	34	[18]
	60	0.071	26	
	90	0.017	(21)	
	100	0.012	20	
	120	0.007	(18)	
	150	0.0037	(18)	

Tabela A1.7- Lubrificante: LVI 260 (mineral) (os valores entre parêntesis são extrapolados).

	T (°C)	η (Pa.s)	α_{η} (Pa ⁻¹)x10 ⁸	Ref. ^a
5P4E	40	0.266	3.50	[33]
	60	0.079	2.63	
	90	0.021	1.71	
	120	0.008	1.12	

Tabela A1.8- Lubrificante: 5P4E (SANTOVAC 5).

(p=0)	T (°C)	η (Pa.s)	α_{η} (Pa ⁻¹)x10 ⁹	Ref. ^a
HVI 650	30	0.90	26	[18]
	60	0.14	22	
	90	0.038	19	
	120	0.015	(16)	
	150	0.0078	(14)	
HVI 650	30	0.900	3.02	[33]
	60	0.140	2.29	
	90	0.037	1.84	
	120	0.015	1.64	

Tabela A1.9- Lubrificante: HVI 650 (VITREA 79) (os valores entre parêntesis são extrapolados).

Outros lubrificantes são utilizados em diferentes publicações mas, para os quais, não é indicada qualquer designação. Nestes casos é adoptada uma designação "SD" seguida de um número que corresponde à ordem em que foi feito o seu registo neste trabalho.

Lubrificante	T_0 (°C)	η_0 (Pa.s)	α_η (GPa ⁻¹)	δ_η (°K ⁻¹)	Z_0	S_0	Ref. ^a
SD 1	40	0.01326	----	----	0.58	1.5	[51]
SD 2*	60	0.071	----	----	----	----	[57]
SD 3	45	0.068	----	-----	0.59	1.1	[57]
SD 4	40	0.040	15.91	0.042	----	----	[71] [52]
SD 5	40	0.040	18.18	0.043	----	----	[52]
SD 6	40	0.0411	22.76	0.04666	----	----	[52]

Tabela A1.10- Características de lubrificantes usados em simulações por diferentes autores, aos quais não foi atribuída qualquer designação ou especificação (*- As características deste lubrificante foram retiradas de outra publicação [85] e nesta última o lubrificante é designado por LVI 260).

Massa Específica

Gupta et al. [40] definem a massa específica do lubrificante Santotrac 30 à pressão atmosférica pela equação:

$$\rho = 0.817 + 6.66 \times 10^{-4} (422.22 - T) \quad (\times 10^3 \text{ kg/m}^3) \quad (\text{A1.21})$$

e Vergne e Nélías [84] definem uma equação idêntica para o MIL-L-23699:

$$\rho = 1013.4 - 0.752(T - 273.15) \quad (\times 10^3 \text{ kg/m}^3). \quad (\text{A1.22})$$

Para a definição da massa específica a uma determinada pressão e temperatura é usada a equação ([71] [51] [67] [52] [57] [87]):

$$\rho(p, T) = \rho_0 \left(1 + \frac{\alpha_{1\rho} p}{1 + \alpha_{2\rho} p} \right) \times [1 - \beta_\rho (T - T_0)] \quad (\text{kg/m}^3). \quad (\text{A1.23})$$

Lubrificante	T (°C)	ρ (kg/m ³)	$\alpha_{1\rho}$ (Pa ⁻¹)	$\alpha_{2\rho}$ (Pa ⁻¹)	β_ρ (°K ⁻¹)	Ref. ^a
HVI 650	40	888	----	----	----	[33]
HVI 650	100	853	----	----	----	[33]
Santotrac 50	38	889	----	----	----	[33]
Santotrac 50	50	889	0.6×10^{-9}	1.7×10^{-9}	6.5×10^{-4}	[67]
Santotrac 50	93	855	----	----	----	[33]
5P4E	40	1184	----	----	----	[33]
5P4E	100	1140	----	----	----	[33]
LVI 260	---	929	----	----	----	[17] [85]
Shell Turbo 33	303	890	0.6×10^{-9}	1.7×10^{-9}	6.5×10^{-4}	[87]
P 150	50	864	0.6×10^{-9}	1.7×10^{-9}	6.5×10^{-4}	[67]
MIL-L-7808	50	846	0.6×10^{-9}	1.7×10^{-9}	6.5×10^{-4}	[67]
SD 1	40	866	0.6×10^{-9}	1.7×10^{-9}	6.5×10^{-4}	[51]
SD 2	60	929	0.583×10^{-9}	1.6853×10^{-9}	6.5×10^{-4}	[57]
SD 3	45	878	0.6×10^{-9}	1.7×10^{-9}	7.6×10^{-4}	[57]
SD 4	40	846	0.6×10^{-9}	1.7×10^{-9}	6.4×10^{-4}	[71] [52]
SD 5	40	846	0.6×10^{-9}	1.7×10^{-9}	6.4×10^{-4}	[52]
SD 6	40	866	0.6×10^{-9}	1.7×10^{-9}	6.5×10^{-4}	[52]

Tabela A1.11- Parâmetros usado na equação da massa específica (A1.25).

Condutividade térmica

Gupta et al. [40] apresentam equações para a definição da condutividade térmica à pressão atmosférica para os lubrificantes MIL-L-23699 e MCS 1780 :

$$k_F = 1.4867 \times 10^{-1} - 2.22753 \times 10^{-4} (T - 366.67) \text{ (N/s/°C)} \quad (\text{A1.24})$$

para o lubrificante MIL-L-7808

$$k_F = 9.65788 \times 10^{-2} \text{ (N/s/°C)} \quad (\text{A1.25})$$

e para o lubrificante Santotrac 30

$$k_F = 1.09041 \times 10^{-1} - 1.709113 \times 10^{-5} (T - 311.11)^{1.322} \text{ (N/s/°C)} \quad (\text{A1.26})$$

Wang et al. [85] baseados em valores experimentais definiram uma equação de condutividade térmica em função da pressão:

$$k_F = k_{0F} \left(1 + \frac{\alpha_{1k} p}{1 + \alpha_{2k} p} \right) \quad (\text{A1.27})$$

Lubrificante	T (°C)	k_F (W/m/°K)	α_{1k} (Pa ⁻¹)	α_{2k} (Pa ⁻¹)	Ref. ^a
HVI 650	30	0.125	----	----	[33]
Santotrac 50	38	0.104	----	----	[33]
Santrotac 50	50	0.12	----	----	[67]
Santrotac 50	93	0.102	----	----	[33]
5P4E	37	0.133	----	----	[33]
LVI 260	----	0.125	----	----	[17]
Shell Turbo 33	30	0.14	----	----	[87]
P-150	50	0.12	----	----	[67]
MIL-L-7808	50	0.096	----	----	[67]
SD 1	40	0.124	2.14×10^{-9}	0.691×10^{-9}	[85] [50]
SD 2	----	0.25055	----	----	[57]
SD 4	----	0.14	----	----	[71] [52]
SD 5	----	0.13	----	----	[52]
SD 6	----	0.12	----	----	[52]

Tabela A1.12- Valores de condutividade térmica para diferentes lubrificantes.

Calor Específico

Na Tabela A1.13 são apresentados valores de calor específico para diferentes lubrificantes.

Lubrificante	T (°C)	c_{pF} (J/kg/°K)	Ref. ^a
Santotrac 50	38	1867	[33]
Santrotac 50	50	2332	[67]
Santrotac 50	93	2118	[33]
LVI 260	----	2250	[85]
Shell Turbo 33	30	2000	[87]
P-150	50	2000	[67]
MIL-L-7808	50	1675	[67]
SD 1	----	2000	[51]
SD 2	----	2250	[57]
SD 4	----	2000	[71] [52]
SD 5	----	2000	[52]
SD 6	----	2000	[52]

Tabela A1.13- Valores de calor específico para diferentes lubrificantes.

Tensão de Ree-Eyring

Na Tabela A1.14 e na Tabela A1.15 são apresentados valores de tensão de referência ou de Ree-Eyring para alguns lubrificantes.

Lubrificante	T (°K)	P_{\max} (GPa)	τ_0 (1) (MPa)	τ_0 (2) (MPa)	Ref. ^a
Shell Turbo 33	303	0.62	5.00	18.0	[49]
Shell Turbo 33	303	0.87	5.80	18.0	[49]

Tabela A1.14- Valores de tensão de referência ou de Ree-Eyring para o lubrificante Shell Turbo 33. (1 - Viscosidade de Barus; 2 - Viscosidade de Roelands).

Lubrificante	T_0 (°C)	P_{\max} (GPa)	τ_0 (MPa)	Ref. ^a
LVI 260	---	---	2.9	[85]
SD 2	---	----	2.9	[57]

Tabela A1.15- Valores de tensão de referência ou de Ree-Eyring para o lubrificante LVI 260 (SD 2 = LVI 260).

Tensão de corte limite

Hsiao e Hamrock [50] determinam a tensão de corte limite, em função da pressão e temperatura, pela equação:

$$\tau_L = \tau_{L0} \left(1 + \alpha_{\tau_L} \frac{p}{\tau_{L0}} \right) \exp \left[\beta_{\tau_L} \left(\frac{1}{T - T_R} - \frac{1}{T_0 - T_R} \right) \right] \quad (\text{A1.28})$$

Lubrificante	T_0 (°C)	P_{\max} (GPa)	τ_{L0} (MPa)	α_{τ_L}	β_{τ_L} (°K)	Ref. ^a
SD 1	---	---	19.8	0.078	585	[51]
SD 2	---	---	2.28	0.047*	----	[57]
SD 3	---	---	13.8	0.05*	----	[57]

Tabela A1.16- Valores de tensão de corte limite para alguns lubrificantes (*- Declive Tensão-pressão).

INTRODUÇÃO

O algoritmo implementado é constituído por dois blocos principais. Um primeiro bloco permite o cálculo da geometria do filme lubrificante e da distribuição de pressão (Figura A2.2), admitindo a utilização da viscosidade aparente ou uma viscosidade de equilíbrio. O segundo bloco permite avaliar as tensões de corte no lubrificante e as distribuições de temperatura quer das superfícies envolvidas, quer do próprio lubrificante (Figura A2.3). A interacção entre os dois blocos é controlada pelo fluxograma apresentado na Figura A2.1.

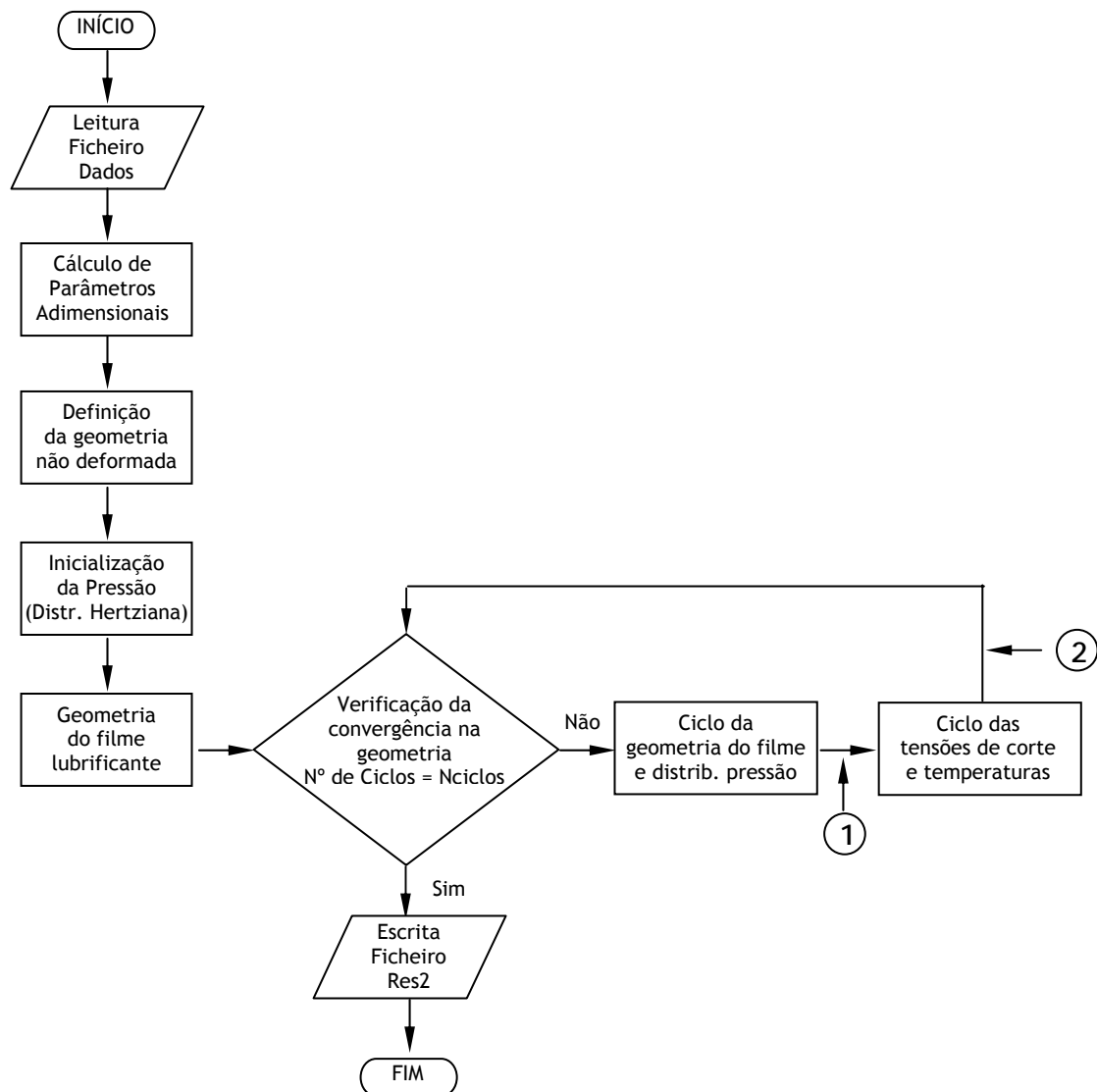


Figura A2.1- Fluxograma do Modelo Numérico.

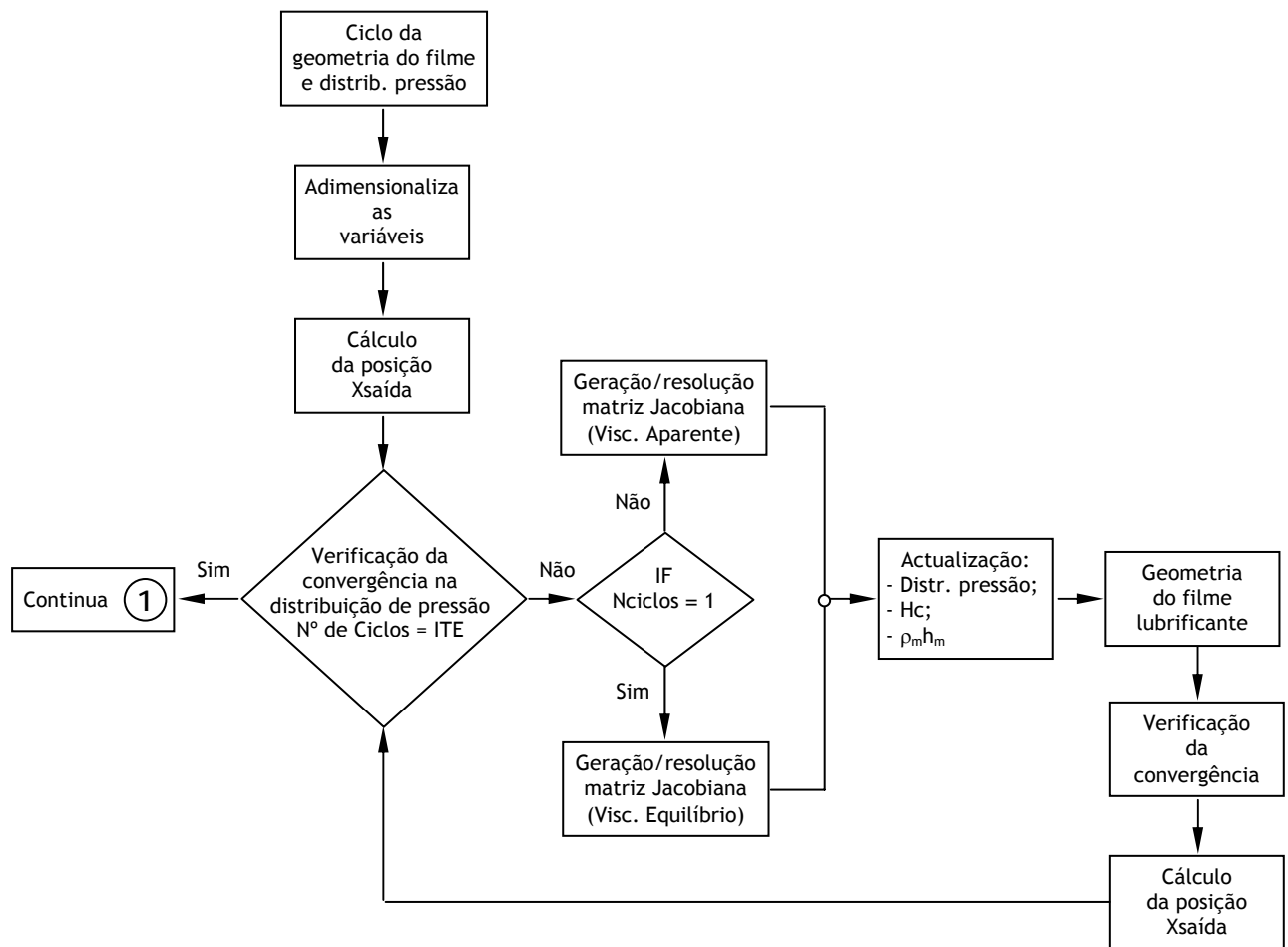


Figura A2.2- Fluxograma para o cálculo da geometria do filme lubrificante e da distribuição de pressão.

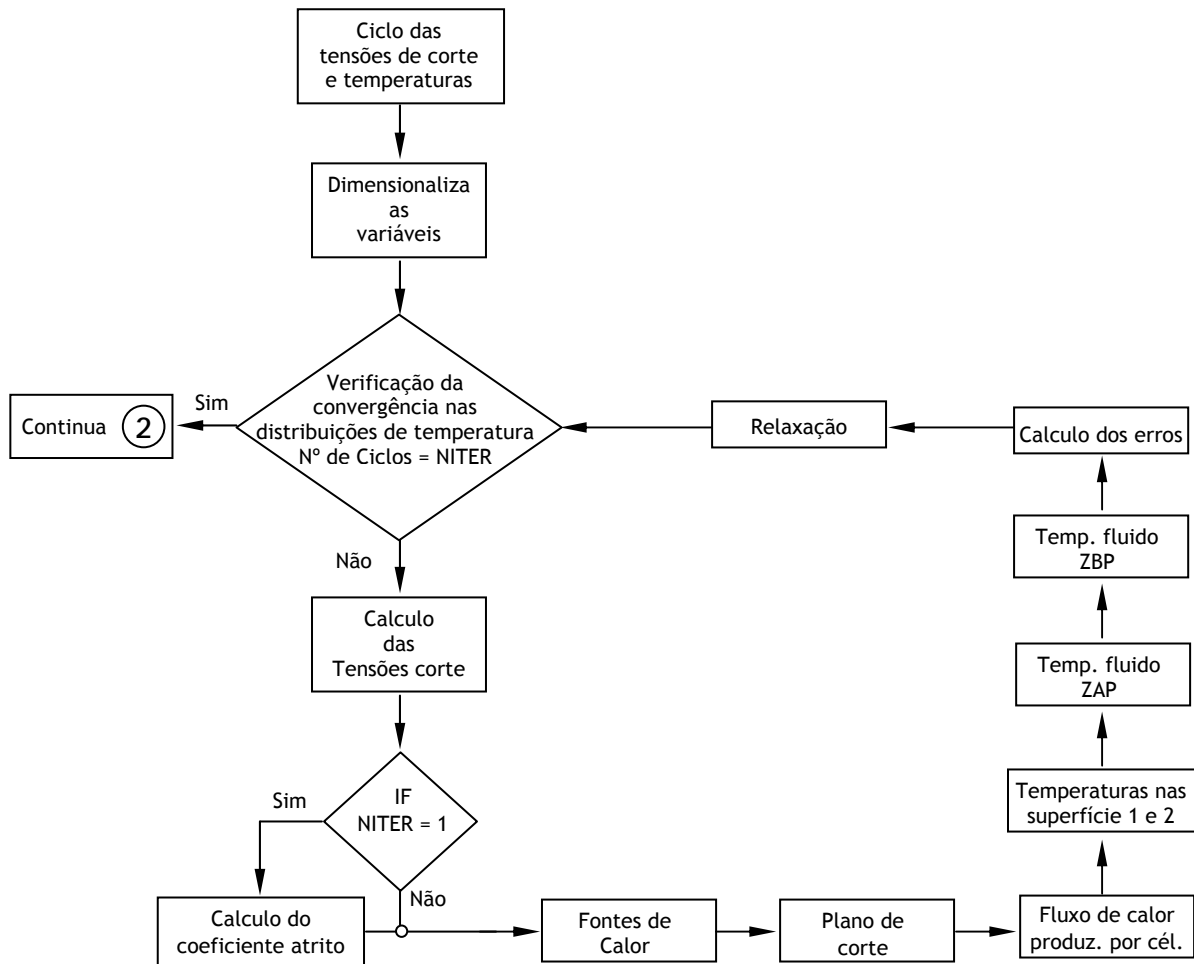


Figura A2.3- Fluxograma para o cálculo das distribuições de tensões de corte e temperaturas.

